

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

**И.М.Белый, С.И.Лобко, В.В.Тульев,
В.К.Долгий, И.П.Ильюшонок**

ФИЗИКА

**лабораторный практикум по одноименному
курсу для студентов всех специальностей**

МИНСК 2002

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|-----|
| Введение | 3 |
| Обработка результатов измерений | 4 |
| Лабораторная работа № 1. Изучение упругих свойств твёрдых тел | 9 |
| Лабораторная работа № 2. Изучение закона сохранения момента импульса | 15 |
| Лабораторная работа № 3. Изучение колебаний математического и физического маятников | 20 |
| Лабораторная работа № 4. Изучение закона сохранения энергии | 25 |
| Лабораторная работа № 5. Определение скорости распространения колебаний и линейной плотности струны методом резонанса | 30 |
| Лабораторная работа № 6. Изучение законов идеального газа | 36 |
| Лабораторная работа № 7. Определение молярной массы воздуха по скорости распространения звука | 44 |
| Лабораторная работа № 8. Изучение динамической вязкости жидкости | 48 |
| Лабораторная работа № 9. Изучение поверхностного натяжения жидкостей | 52 |
| Лабораторная работа № 10. Определение температуры и удельной теплоты плавления твёрдых веществ | 60 |
| Лабораторная работа № 11. Измерение сопротивлений с помощью моста Уитстона | 65 |
| Лабораторная работа № 12. Изучение закона Видемана–Франца | 70 |
| Лабораторная работа № 13. Изучение работы вакуумного диода и определение удельного заряда электрона | 75 |
| Лабораторная работа № 14. Определение работы выхода электрона из металла | 81 |
| Лабораторная работа № 15. Градуирование термомпары . . . | 84 |
| Лабораторная работа № 16. Определение удельного заряда электрона | 88 |
| Лабораторная работа № 17. Изучение магнитного гистерезиса с помощью осциллографа | 92 |
| Лабораторная работа № 18. Изучение явления электромагнитной индукции | 100 |

| | |
|---|-----|
| Лабораторная работа № 19. Проверка закона Ома для цепи переменного тока | 106 |
| Лабораторная работа № 20. Исследование резонанса напряжений | 112 |
| Лабораторная работа № 21. Исследование дисперсии стеклянной призмы | 117 |
| Лабораторная работа № 22. Изучение явления интерференции света | 121 |
| Лабораторная работа № 23. Получение и исследование поляризованного света | 127 |
| Лабораторная работа № 24. Изучение законов теплового излучения | 131 |
| Лабораторная работа № 25. Изучение внешнего фотоэффекта | 137 |
| Лабораторная работа № 26. Изучение спектра водорода | 141 |
| Литература | 145 |

ВВЕДЕНИЕ

Лабораторные работы выполняются с целью экспериментального раскрытия основ курса «Физика» и закрепления теоретических знаний, полученных при изучении учебной литературы, а также для приобретения практического опыта использования физической аппаратуры, освоения методов физических измерений и статистической обработки экспериментальных данных.

Выполнение лабораторных работ может производиться студентами только после получения ими соответствующей теоретической подготовки. Такая подготовка должна осуществляться заранее, так как время, отводимое по учебному расписанию на каждую лабораторную работу, ограничено и предназначено в основном для проведения измерений и обработки результатов. Теоретическая подготовка включает в себя изучение теоретического введения к лабораторной работе, а также соответствующего учебного материала по указанной в пособии литературе. Студент, не изучивший названный материал, к выполнению лабораторной работы не допускается.

Приступая к выполнению лабораторной работы, необходимо убедиться в том, что все относящиеся к ней приборы находятся на рабочем месте. В большинстве случаев выполнение лабораторных работ будет производиться на подготовленных для измерений установках. Однако в отдельных случаях необходимо собирать установку. При монтаже электрических приборов источник тока включается последним и только после того, как преподаватель или лаборант осмотрит установку. Это требование вызвано тем, что при неправильных соединениях можно пережечь приборы, входящие в установку. После сборки установки приступают к проведению опыта. Все результаты измерений записываются в предварительно подготовленные таблицы.

Форма отчета по лабораторным работам имеется в лабораториях.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Измерения. Виды измерений

Роль измерений в науке и технике чрезвычайно велика, поскольку измерения являются основным способом получения количественной информации об окружающем мире и протекающих в нем процессах. Д.И. Менделеев писал: «Наука начинается с тех пор, как начинают измерять».

Под *измерением физической величины* понимают ее сравнение с однотипной ей величиной, которая принята за единицу (эталон) измерения. Измерение проведено, если определено, какое количество раз эталонная величина укладывается в измеряемой.

Любое измерение включает в себя наблюдение и отсчет. *Наблюдение* – это фиксация факта наступления некоторого события или исследуемого явления. *Отсчет* заключается в определении результата измерения по шкале прибора*. Следует помнить, что отсчет всегда производится по ближайшему к показанию прибора делению шкалы, то есть с точностью до половины самого малого деления шкалы.

По способу получения результата измерения подразделяют на два основных вида: прямые и косвенные. *Прямыми* называются измерения, при которых физическая величина сравнивается с единицей измерения при помощи измерительного прибора. В качестве примеров прямых измерений можно привести определение длины тела линейкой, времени – секундомером, силы тока – амперметром и т. п. *Косвенными* называются измерения, при которых искомая величина не измеряется непосредственно, а вычисляется с помощью формулы, выражающей функциональную зависимость определяемой величины от других величин, значения которых находят в результате прямых измерений. Примеры косвенных измерений: определение объема тел простых геометрических форм по их линейным размерам, нахождение средней скорости тела по измеренным значениям пути и времени его движения.

* В случае прибора с цифровым индикатором показания снимаются в соответствии с правилами округления.

Соотношение $x = f(a_1, a_2, a_3, \dots)$, выражающее функциональную зависимость измеряемой величины x от величин a_1, a_2, a_3, \dots , значения которых находят в результате прямых измерений, называется *уравнением измерения*.

2. Погрешности измерений. Типы погрешностей

Результат единичного измерения физической величины нельзя принимать в качестве ее истинного значения, поскольку влияние разнообразных факторов приводит к тому, что этот результат будет, вообще говоря, изменяться от измерения к измерению.

Абсолютной погрешностью (или абсолютной ошибкой) Δx_i i -го измерения величины x называется отклонение результата этого измерения x_i от истинного значения x_0 измеряемой величины:

$$\Delta x_i = x_i - x_0.$$

Точность i -го измерения принято характеризовать *относительной погрешностью* ε_i , определяемой как отношение модуля абсолютной погрешности к истинному значению измеряемой величины:

$$\varepsilon_i = \frac{|x_i - x_0|}{x_0} = \frac{|\Delta x_i|}{x_0}.$$

Относительная погрешность часто выражается в процентах:

$$\varepsilon_i = \frac{|\Delta x_i|}{x_0} \cdot 100\% .$$

По характеру проявления при проведении серии измерений абсолютные погрешности относят к одному из следующих типов: систематические, случайные и промахи.

Систематическими называют погрешности, которые остаются неизменными по знаку и величине при проведении серии измерений. Эти погрешности вызываются постоянно действующими причинами и не могут быть уменьшены увеличением числа измерений.

Случайными называют погрешности, которые произвольным, непредсказуемым образом изменяются по знаку и величине при проведении серии измерений. Эти погрешности обусловлены случайным изменением многих факторов, оказывающих влияние

на процесс, а, следовательно, и на результат измерения.

Промахами называют случайные погрешности, которые характеризуются большим отклонением результата измерения от результатов других измерений.

3. Оценка погрешностей измерений

Поскольку любое измерение неизбежно содержит погрешности, невозможно определить истинное значение измеряемой величины. Однако методы теории вероятностей и математической статистики дают возможность найти по результатам серии прямых измерений не только приближенное значение (оценку) $\langle x \rangle$ измеряемой величины, но и оценить полученную при этом погрешность, то есть указать интервал $(\langle x \rangle - \delta x, \langle x \rangle + \delta x)$, внутри которого с заданной вероятностью (*надежностью*) p лежит истинное значение x_0 измеряемой величины. Полуширина этого интервала δx называется *средней абсолютной погрешностью серии измерений*.

Строгие методы определения погрешностей весьма сложны. Однако, поскольку точность измерений на учебных лабораторных установках невелика, вычисление случайных погрешностей будем проводить по несколько упрощенной схеме.

1. При обработке результатов серии *прямых измерений* рекомендуется следующая последовательность проведения операций:

1. Результаты измерений записываются в таблицу.

2. Вычисляется среднее арифметическое значение результатов серии из n измерений физической величины:

$$x_{\text{ср}} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i .$$

Величина $x_{\text{ср}}$ принимается за приближенное значение (оценку) $\langle x \rangle$ измеряемой величины.

$$\langle x \rangle = x_{\text{ср}} .$$

3. Находятся абсолютные погрешности отдельных измерений (строго говоря – оценки абсолютных погрешностей)

$$\Delta x_i = x_i - x_{\text{ср}} .$$

4. Вычисляется средняя абсолютная погрешность δx серии измерений. Она принимается равной так называемой

среднеквадратичной погрешности $\Delta x_{\text{ср.кв}}$ серии измерений.

$$\delta x = \Delta x_{\text{ср.кв}} .$$

Среднеквадратичная погрешность $\Delta x_{\text{ср.кв}}$ серии из n измерений вычисляется по формуле

$$\Delta x_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2} .$$

Полученное значение $\Delta x_{\text{ср.кв}}$ сравнивается с *приборной погрешностью* Δ (инструментальной погрешностью прибора). Если $\Delta x_{\text{ср.кв}} \ll \Delta$, то за величину средней абсолютной погрешности серии измерений принимается значение погрешности прибора ($\delta x = \Delta^*$).

5. Находится относительная погрешность серии измерений

$$\varepsilon = \frac{\delta x}{x_{\text{ср}}} \cdot 100 \% .$$

6. Окончательный результат записывается в виде

$$x = x_{\text{ср}} \pm \delta x; \quad \varepsilon = \dots \% .$$

II. При обработке результатов *косвенных измерений* величины $x = f(a_1, a_2, \dots, a_n)$, где значения величин a_1, a_2, \dots, a_n определяются путем прямых измерений, оптимальна следующая последовательность действий:

1. Для каждой из непосредственно измеряемых величин a_i , входящих в уравнение измерения, производится обработка результатов по приведенным выше правилам.

2. Вычисляется оценка измеряемой величины

$$x_{\text{ср}} = f(a_{1\text{ср}}, a_{2\text{ср}}, \dots, a_{n\text{ср}}) ,$$

которая принимается в качестве ее приближенного значения. Здесь $a_{i\text{ср}}$ – оценка величины a_i .

3. Вычисляется относительная погрешность серии измерений по формуле

* Если $\Delta x_{\text{ср.кв}} \sim \Delta$, то нужно учитывать вклады от случайных и приборных погрешностей.

$$\varepsilon = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \ln f}{\partial a_i} \right)^2 \Big|_{a_i = a_{i\text{cp}}} \cdot (\delta a_i)^2} .$$

В этой формуле значения частных производных $\partial(\ln f) / \partial a_i$ вычисляются при значениях переменных a_i , равных $a_{i\text{cp}}$.

4. Определяется абсолютная погрешность

$$\delta x = \varepsilon \cdot x_{\text{cp}} .$$

5. Окончательный результат записывается в виде

$$x = x_{\text{cp}} \pm \delta x; \quad \varepsilon = \dots \% .$$

4. Построение графиков

При выполнении ряда лабораторных работ Вам придется столкнуться с построением графика, который соответствует уравнению вида $y = f(x)$.

При построении графиков необходимо придерживаться следующих правил:

1. По оси абсцисс (горизонтальной) откладываются значения аргумента (x), а по оси ординат – значения функции (y). На осях обязательно указываются обозначения величин и единицы их измерения, например, t , с; m , кг и т. д.

2. Построение графика следует начинать с нанесения шкал на оси координат. Число единиц измерения в 1 см шкалы должно выражаться числами $1 \cdot 10^n$, $2 \cdot 10^n$, $5 \cdot 10^n$, где n – любое целое число. На оси наносят только полезные отрезки шкал, то есть полностью охватывающие соответствующие ряды экспериментальных значений. Не нужно стремиться к тому, чтобы началом отсчета была точка (0, 0).

3. Экспериментальные данные наносят особыми, четко обозначенными значками (точками, крестиками и т. п.). Необязательно, чтобы линия графика точно проходила через экспериментальные точки. Она может быть прямой или плавной кривой и, по возможности, должна как можно ближе подходить к экспериментальным точкам.

Лабораторная работа № 1 ИЗУЧЕНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Цель работы: изучить законы упругой деформации; экспериментально определить модуль Юнга некоторых материалов.

1. Теоретическое введение

Все реальные тела под действием сил изменяют свою форму и размеры (деформируются). Деформация называется *упругой*, если после прекращения действия внешних сил тело принимает первоначальную форму и размеры. При упругой деформации в твердом теле возникают внутренние силы (силы упругости), которые в состоянии равновесия уравнивают приложенные к телу внешние силы. При устранении внешних сил силы упругости возвращают телу первоначальную форму и размеры.

Всевозможные деформации тел можно свести к двум основным видам – деформациям *сжатия (растяжения)* и *сдвига*.

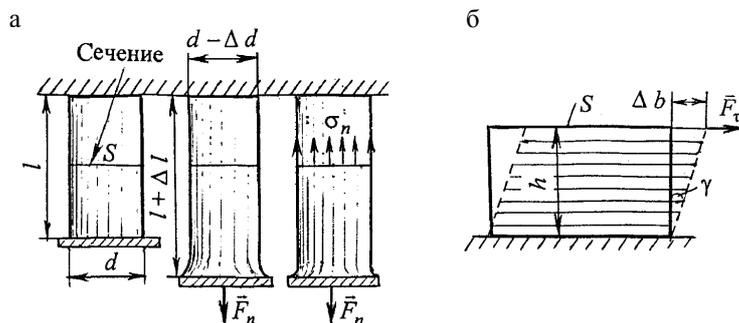


Рис. 1

На рис. 1 а представлена деформация растяжения. К концам однородного стержня длиной l и площадью поперечного сечения S приложена сила \vec{F}_n , действие которой равномерно распределено по всему сечению ($\vec{F}_n \perp S$). В результате длина стержня изменяется на величину Δl , называемую *абсолютной деформацией* (при деформации растяжения $\Delta l > 0$, при сжатии $\Delta l < 0$). Силы упругости, уравнивающие внешнюю силу, распределены по площади сечения S . Мерой их действия является

нормальное механическое напряжение σ_n – сила, приходящаяся на единицу площади поперечного сечения S .

$$\sigma_n = F_n/S. \quad (1)$$

Количественной мерой степени деформации является относительная деформация ϵ_n , равная отношению абсолютной деформации к длине недеформированного стержня:

$$\epsilon_n = \Delta l/l. \quad (2)$$

Деформацию сдвига проще всего осуществить, если приложить касательную к поверхности S бруска силу F_τ (см. рис. 1 б, нижняя поверхность закреплена неподвижно). В этом случае механическое напряжение $\sigma_\tau = F_\tau/S$ возникающих в образце сил упругости направлено по касательной к поверхности и называется касательным. При деформации сдвига слои вещества, не искривляясь и не изменяясь в размерах, смещаются параллельно один другому. Относительная деформация сдвига ϵ_τ определяется по формуле

$$\epsilon_\tau = \Delta b/h = \text{tg } \gamma, \quad (3)$$

где h – расстояние между слоями, которые сдвинуты на величину Δb (Δb – абсолютный сдвиг). При малых деформациях $\text{tg } \gamma \approx \gamma$ и $\epsilon_\tau \approx \gamma$.

Закон Гука. При малых деформациях упругое механическое напряжение, возникающее в деформированном теле, прямо пропорционально относительной деформации:

$$\begin{aligned} \sigma_n &= E \epsilon_n \text{ – для растяжения-сжатия;} \\ \sigma_\tau &= G \epsilon_\tau \text{ – для сдвига.} \end{aligned} \quad (4)$$

Коэффициенты пропорциональности E (модуль Юнга) и G (модуль сдвига) зависят только от рода вещества и не зависят от размеров образцов. Если положить $\epsilon_n = \Delta l/l = 1$, $\epsilon_\tau = \text{tg } \gamma = 1$, то $\sigma_n = E$ и $\sigma_\tau = G$. Таким образом, модуль Юнга E численно равен нормальному напряжению σ_n , которое необходимо приложить к образцу, чтобы растянуть его в два раза, а модуль сдвига G равен касательному напряжению σ_τ , при котором угол γ перекося образца равен 45° .

Если в уравнения (4) подставить выражения для G и E , то получим закон Гука, устанавливающий линейную связь приложенной силы F и абсолютной деформации (Δl или Δb) конкретного образца:

$$F_n = k_n \cdot \Delta l, \quad \text{где} \quad k_n = ES/l; \quad (5)$$

$$F_\tau = k_\tau \Delta b, \quad \text{где} \quad k_\tau = GS/h. \quad (6)$$

Закон Гука выполняется, если напряжение не превышает некоторого предельного значения σ_n (предел пропорциональности), зависящего от материала.

Рассмотренные нами деформации относятся к так называемым однородным деформациям, когда все элементы тела деформируются одинаково. На практике чаще приходится встречаться с неоднородными деформациями, к которым относятся *деформации кручения и изгиба*. Деформация кручения сводится к деформации сдвига (неоднородный сдвиг), а деформация изгиба – к растяжению-сжатию.

2. Описание установки и метода измерений

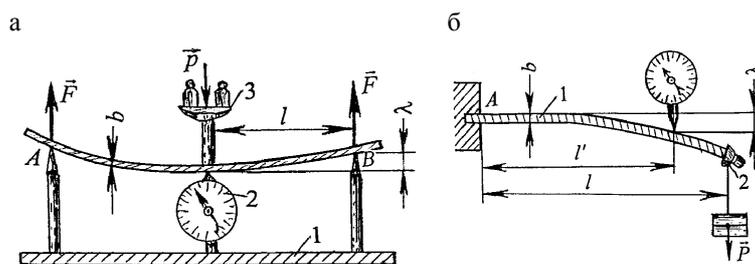


Рис. 2

Установка для измерения модуля Юнга для различных пород *дерева* (рис. 2 а) представляет собой закрепленные на площадке две опоры *A* и *B*. Сквозь них пропущена металлическая труба 1, на середине которой установлены индикатор 2 для измерения стрелы прогиба λ и чашечка 3 для грузов, оказывающих давление на исследуемый брусок. Брусок кладется на опоры *A* и *B* между индикатором и чашечкой для грузов.

Индикатор часового типа состоит из корпуса, измерительного стержня, передаточного механизма, двух шкал, двух стрелок и ободка, имеющего возможность вместе с большой шкалой поворачиваться относительно корпуса. Цена деления большой шкалы 0,01 мм, малой – 1,0 мм. При повороте большой стрелки на один оборот (100 делений шкалы) малая стрелка

повернется на одно деление. При измерении величины стрелы прогиба λ определяют число целых миллиметров по малой шкале и число сотых долей миллиметра по большой шкале.

Величина стрелы прогиба зависит от материала и величины приложенной силы. Теоретический расчет величины стрелы прогиба для бруска прямоугольного сечения с учетом закона Гука приводит к следующей формуле:

$$\lambda = \frac{1}{4} \cdot \frac{F \cdot l^3}{E \cdot a \cdot b^3}, \quad (7)$$

где E – модуль Юнга; F – приложенная сила; l – длина сгибаемой части; a – ширина; b – толщина бруска.

Таким образом, из (7) можно выразить модуль Юнга:

$$E = \frac{1}{4} \cdot \frac{F \cdot l^3}{\lambda \cdot a \cdot b^3}. \quad (8)$$

Установка для измерения модуля Юнга для стали представлена на рис. 2 б. Стальной брусок 1 одним концом закреплен в неподвижной опоре A . Подвеска 2 с грузами, вызывающими изгиб, может перемещаться вдоль бруска. В этом случае для модуля Юнга теоретический расчет с учетом закона Гука приводит к формуле

$$E = \frac{4 \cdot \beta \cdot F \cdot l^3}{\lambda \cdot a \cdot b^3}, \quad (8a)$$

где λ – показания индикатора; коэффициент β зависит от значений l и l' (рис. 2 б) и вычисляется по формуле

$$\beta = \frac{3}{2} \left(\frac{l'}{l} \right)^2 \left(1 - \frac{l'}{3l} \right). \quad (8б)$$

3. Порядок выполнения работы

Рассмотрим схему на рис. 2 а.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $a,$ | $b,$ | $F,$ | $\lambda_1,$ | $\lambda_2,$ | $\lambda,$ | $E,$ | $E_{\text{ср}},$ | $\Delta E,$ | $\Delta E_{\text{ср.кв}},$ | $\varepsilon, \%$ |
|-----|------|------|------|--------------|--------------|------------|------|------------------|-------------|----------------------------|-------------------|
| | | | | | | | | | | | |

2. Измерьте штангенциркулем ширину a и толщину b бруска.

3. Положите исследуемый брусок на опоры *A* и *B*. Поставьте на него опорным стержнем чашку для грузов. На нее положите в качестве неучитываемого груза гирию в 100 г, при этом контактный винт индикатора должен соприкоснуться с исследуемым бруском. Соприкосновение считают хорошим, когда большая стрелка индикатора повернется на 10÷15 делений. Слегка постучав пальцем по площадке прибора, поверните ободок индикатора, чтобы деление 0 стало против большой стрелки.

4. Последовательно увеличивая нагрузку, определите стрелу прогиба λ_1 для трех различных грузов (например, для 200, 300 и 400 или 500 г). Затем, уменьшая нагрузку, измерьте λ_2 для тех же грузов. За величину стрелы прогиба примите среднее из λ_1 и λ_2 ($\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$).

5. Вычислите по формуле (8) модуль Юнга для каждого значения *F* и λ .

6. Определите среднюю квадратичную $\Delta E_{\text{ср.кв}}$ и относительную ϵ погрешности серии измерений модуля Юнга по методике для прямых измерений (с. 6–7).

Рассмотрим схему на рис. 2 б.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| <i>i</i> | <i>a</i> , | <i>b</i> , | <i>F</i> , | λ_1 , | λ_2 , | λ , | <i>E</i> , | <i>E</i> _{ср} , | ΔE , | $\Delta E_{\text{ср.кв}}$, | ϵ ,% |
|----------|------------|------------|------------|---------------|---------------|-------------|------------|--------------------------|--------------|-----------------------------|---------------|
| | | | | | | | | | | | |

2. Установите подвеску на расстоянии *l* = 50 см, а индикатор на расстоянии *l'* = 40 см. По формуле (8 б) вычислите величину β . В течение всего опыта эти величины не изменяются.

3. Измерьте штангенциркулем ширину *a* и толщину *b* образца.

4. Определите показания индикатора для грузов массами 2, 4, 6, 8 кг при нагружении (λ_1) и при разгрузке (λ_2). Вычислите среднее значение $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$.

5. Вычислите по формуле (8 а) модуль Юнга для каждого значения *F* и λ .

6. Определите среднюю квадратичную $\Delta E_{\text{ср.кв}}$ и относительную ϵ погрешности серии измерений модуля Юнга по методике для прямых измерений (с. 6–6).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что такое деформация? Виды деформаций. 2. Упругая деформация. Абсолютная и относительная деформации, напряжение, единицы измерения этих величин. 3. Закон Гука. 4. Модуль Юнга и его физический смысл. От чего зависит модуль Юнга? 5. Опишите метод измерения модуля Юнга в данной работе.

Лабораторная работа № 2
ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ МОМЕНТА
ИМПУЛЬСА

Цель работы: изучить законы сохранения импульса и момента импульса; измерить скорость полета пули методом крутильного баллистического маятника.

1. Теоретическое введение

При исследовании поведения физических систем фундаментальную роль играют законы сохранения. Они устанавливают существование сохраняющихся во времени физических величин, которые в этом случае называются *интегралами движения*. Такими интегралами движения для системы материальных точек или тел являются импульс, момент импульса и энергия. *Импульс* материальной точки $\vec{p} = m \cdot \vec{v}$, где m – масса; \vec{v} – скорость точки. Закон сохранения импульса выполняется для *замкнутой системы материальных точек*, то есть системы, на которую не действуют внешние силы. *Закон*

сохранения импульса: импульс $\vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i \cdot \vec{v}_i$ замкнутой системы

материальных точек остается постоянным, то есть не изменяется с течением времени. Этот закон выполняется и в случае незамкнутой системы, если действующие на систему внешние силы компенсируют друг друга.

Моментом импульса l_O материальной точки относительно центра O называется векторное произведение радиуса-вектора \vec{r} на ее импульс:

$$\vec{l}_O = \vec{r} \times m \cdot \vec{v}, \quad l_O = m \cdot v \cdot r \cdot \sin(\angle \vec{v}, \vec{r}) = m \cdot v \cdot h \quad (h - \text{плечо импульса}).$$

Момент импульса \vec{l}_O направлен перпендикулярно к плоскости, проведенной через векторы \vec{r} и $m \cdot \vec{v}$ и образует с ними правую тройку векторов. Векторная сумма моментов импульса \vec{l}_{O_i} всех точек тела называется *моментом импульса* \vec{L}_O тела относительно центра O :

$$\vec{L}_O = \sum_{i=1}^n \vec{l}_{O_i} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i]. \quad (9a)$$

Проекция вектора \vec{L}_O на некоторую ось z называется *моментом импульса тела относительно этой оси* и обозначается L_z . Так как при вращательном движении $v_i = \omega \cdot h_i$, то

$$L_z = \sum_{i=1}^n m_i \cdot h_i^2 \cdot \omega = \omega \cdot \sum_{i=1}^n m_i \cdot h_i^2 = I_z \cdot \omega, \quad (96)$$

где $m_i \cdot h_i^2$ – осевой момент инерции материальной точки; h_i – кратчайшее расстояние от точки тела до оси z . Величина $I_z = \sum_{i=1}^n m_i \cdot h_i^2$ называется *моментом инерции тела относительно оси z* .

Закон сохранения момента импульса: момент импульса замкнутой системы материальных точек или тел остается постоянным, то есть не изменяется с течением времени. Этот закон выполняется и для незамкнутой системы, если *моменты внешних действующих на систему сил* компенсируют друг друга.

В том случае, когда сумма моментов внешних сил относительно некоторой оси z равна нулю, остается постоянным момент импульса системы относительно этой оси, то есть

$$L_z = \text{const.} \quad (10)$$

2. Описание установки и метода измерений

Крутильный баллистический маятник (рис. 3) выполнен в виде крестовины,

подвешенной на проволочном тросе 11 к кронштейну 10. Для устранения маятниковых колебаний к крестовине крепится тяжелый груз 9. Покрытая слоем пластилина мишень 5 укреплена на правом конце горизонтальной штанги, по которой могут перемещаться три цилиндрических груза (6, 7, 8). Меньший из них (6)

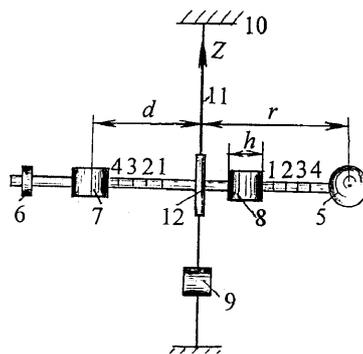


Рис. 3

служит для уравнивания мишени. Два одинаковых больших цилиндрических груза 7 и 8 служат для изменения момента инерции системы. Для определения угла отклонения φ маятника от положения равновесия используются осветитель и зеркальце 12, прикрепленное к оси крестовины. Угол φ определяется смещением S светового зайчика по шкале (на рис. 3 не показана), при этом $\varphi = S/(2R)$, где R – расстояние от зеркала до шкалы.

После выстрела пуля массой m , летящая со скоростью v , попадает в мишень и застревает в ней на расстоянии r от оси вращения. Рассмотрим систему, состоящую из маятника и пули. Моменты внешних сил, действующих на систему (сил тяжести, сил реакции опор) относительно оси вращения z , равны нулю. Поэтому применяем закон сохранения момента импульса относительно этой оси:

$$m \cdot v \cdot r = (I + m \cdot r^2) \cdot \omega, \quad (11)$$

где I – момент инерции маятника относительно оси вращения; ω – угловая скорость вращения системы маятник – пуля сразу после соударения; $m \cdot r^2$ – момент инерции пули относительно оси маятника.

Кинетическая энергия вращения маятника с застрявшей пулей сразу после удара

$$K_{\text{вп}} = (I + m \cdot r^2) \cdot \frac{\omega^2}{2} \quad (12)$$

превращается в энергию упругой деформации кручения двух одинаковых проволок подвески. В соответствии с законом сохранения энергии

$$(I + m \cdot r^2) \cdot \frac{\omega^2}{2} = 2 \cdot f \cdot \frac{\varphi^2}{2}, \quad (13)$$

где f – модуль кручения проволоки; φ – максимальный угол поворота маятника.

Решая совместно (11) и (13) относительно v и учитывая, что $\varphi = S/(2R)$, получим

$$v = \frac{S}{2m \cdot r \cdot R} \sqrt{2 \cdot f \cdot (I + m \cdot r^2)}. \quad (14)$$

Момент инерции маятника

$$I = I_{\text{кр}} + 2 I_{\text{цил}} = I_{\text{кр}} + 2 \left(\frac{1}{12} M \cdot h^2 + \frac{1}{4} M \cdot R_{\text{цил}}^2 + M \cdot d^2 \right),$$

где $I_{\text{кр}}$ – момент инерции крестовины с мишенью и противовесом; $I_{\text{цил}}$ – момент инерции цилиндрических грузов 7, 8 относительно оси вращения маятника.

Параметры установки. Модуль кручения проволоки $f = 4,5 \times 10^{-2}$ Н·м. Момент инерции крестовины с мишенью и противовесом $I_{\text{кр}} = 0,18$ кг·м². Масса M , высота h и радиус $R_{\text{цил}}$ подвижных цилиндров: $M = 1,82$ кг; $h = 8$ см; $R_{\text{цил}} = 3$ см. Расстояния d от оси вращения маятника до центра тяжести подвижных цилиндрических грузов при совмещении их правого основания с метками на горизонтальном стержне крестовины: с первой меткой $d = 8,5$ см; со второй – $d = 9,5$ см; с третьей – $d = 10,5$ см; с четвертой – $d = 11,5$ см; с пятой – $d = 12,5$ см; с шестой – $d = 13,5$ см; с седьмой – $d = 14,5$ см; с восьмой – $d = 15,5$ см.

Массы пуль указаны на крышке коробки с пулями (номер пули соответствует числу меток, нанесенных на пуле).

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | R , | r , | S , | v , | $v_{\text{ср}}$, | Δv , | $\Delta v_{\text{ср.кв}}$, | ε , % |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------------------|--------------|-----------------------------|-------------------|
| | | | | | | | | |

2. Измерьте расстояние R от отражающей поверхности зеркала до шкалы.

3. Расположите цилиндрические грузы 7 и 8 симметрично, то есть так, чтобы они правыми своими основаниями касались одинаковых меток (1 и 1 или 2 и 2 и т. д.), тем самым исключается перекося маятника при его крутильных колебаниях.

4. Произведите 4÷5 выстрелов, каждый раз измеряя максимальное смещение S светового зайчика и расстояние r от оси вращения до точки попадания пули в мишень.

5. По формуле (14) рассчитайте скорость пули.

6. Определите среднюю квадратичную $\Delta v_{\text{ср.кв}}$ и относительную ε погрешности серии измерений скорости пули по методике для прямых измерений (с. 6–7).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определения импульса материальной точки, момента импульса материальной точки и тела относительно точки и оси. Каковы единицы измерения этих величин? 2. Запишите и сформулируйте закон сохранения импульса и закон сохранения момента импульса. 3. Поясните физическую суть метода измерения скорости пули при помощи крутильного баллистического маятника. 4. Выполняется ли при ударе пули о маятник закон сохранения импульса? Почему?

Лабораторная работа № 3 ИЗУЧЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ МАТЕМАТИЧЕСКОГО И ФИЗИЧЕСКОГО МАЯТНИКОВ

Цель работы: с помощью математического маятника определить ускорение свободного падения; измерить период колебаний физического маятника и определить его приведенную длину, а также момент инерции относительно оси вращения.

1. Теоретическое введение

Если маятник (физический либо математический) вывести из положения равновесия и отпустить, то под действием силы тяжести и сил сопротивления он будет совершать затухающие колебания.

Основное дифференциальное уравнение динамики вращательного движения твердого тела имеет следующий вид:

$$I_x \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \sum_{k=1}^N M_x(\vec{F}_k), \quad (15)$$

здесь $d^2\varphi/dt^2 = \varepsilon_x$ – проекция углового ускорения на ось вращения x ; I_x – осевой момент инерции относительно оси x ; $M_x(\vec{F}_k)$ – момент силы \vec{F}_k относительно оси x .

Применим основное уравнение динамики вращательного движения (15) для описания движения физического маятника (рис. 4). На маятник действуют сила тяжести $m\vec{g}$, сила реакции оси \vec{R}_0 и момент сил сопротивления M_c . Момент силы тяжести (h – плечо силы $m\vec{g}$)

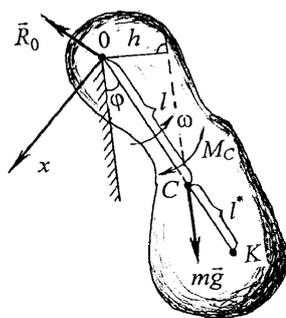


Рис. 4

$M_x = -mgh = mg \cdot l \cdot \sin \varphi \cong mgl \cdot \varphi$, (16)
где l – расстояние от оси вращения (точка O) до центра тяжести маятника (точка C). Здесь принято во внимание, что рассматриваются малые колебания с углом отклонения $\varphi \leq 6^\circ$, тогда $\sin \varphi \cong \varphi$.

Момент силы реакции оси равен нулю, так как сила реакции

пересекает ось вращения. Будем полагать в дальнейшем, что силы сопротивления движению маятника малы. В этом случае колебания маятника будут незатухающими. Подставив (16) в (15), получим

$$I_x \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mgl \cdot \varphi . \quad (17)$$

Разделив уравнение (17) на осевой момент I_x , приведем его к стандартной форме записи дифференциальных уравнений 2-го порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \cdot \varphi = 0; \quad \omega_0^2 = \frac{mgl}{I_x} . \quad (18)$$

Его решение имеет вид

$$\varphi = A_0 \cos (\omega_0 t + \alpha) , \quad (19)$$

где A_0 – амплитуда колебаний, а ω_0 – частота свободных гармонических колебаний.

Согласно (18), период свободных гармонических колебаний физического маятника

$$T_0^{\text{физ}} = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I_x}{mgl}} . \quad (20)$$

В случае математического маятника $I_x = ml^2$, и из (20) следует, что его период

$$T_0^{\text{мат}} = 2\pi \sqrt{l/g} . \quad (21)$$

Приведенной длиной физического маятника называется длина l_0 такого математического маятника, период колебаний которого совпадает с периодом колебаний физического маятника. Следовательно,

$$\sqrt{I_x/(mgl)} = \sqrt{l_0/g} \quad \Rightarrow \quad l_0 = I_x/ml; \quad T_0^{\text{физ}} = 2\pi \sqrt{l_0/g} . \quad (22)$$

С помощью теоремы Штейнера

$$I_x = I_{cx} + m \cdot l^2 \quad (23)$$

и выражения $I_x = ml \cdot l_0$ получим уравнение

$$ml \cdot l_0 = I_{cx} + m \cdot l^2, \quad \Rightarrow \quad l_0 = l + I_{cx}/(ml) , \quad (24)$$

которое позволяет ввести понятие центра качания маятника. Точка K (рис. 4), находящаяся на расстоянии приведенной длины l_0 от оси x маятника, называется *центром качания*.

Можно доказать, что точка подвеса маятника O и центр

качания K взаимозаменяемы, то есть если центр качания сделать точкой подвеса, то прежняя точка подвеса станет новым центром качания. Это свойство физического маятника используется в так называемом *оборотном* маятнике, который используют для измерения ускорения свободного падения g .

2. Описание установки и метода измерений

Общий вид установки изображен на рис. 5. На вертикальной стойке закреплены верхний 1 и нижний 2 кронштейны.

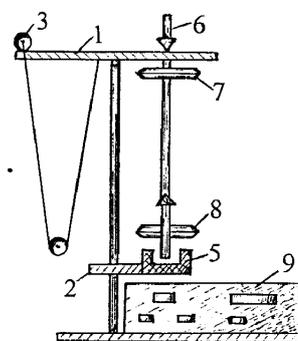


Рис. 5

Кронштейн 1 может поворачиваться вокруг вертикальной оси. На нем имеется опорная площадка для физического маятника и ворот 3, предназначенный для регулирования длины математического маятника. Для ее измерения на стойке нанесена миллиметровая шкала. Нижний кронштейн 2 с фотоэлектрическим датчиком 5 может перемещаться вдоль стойки

и фиксироваться в заданном положении. Физический маятник выполнен в виде стального стержня, на котором закрепляются опорная призма 6, повернутая лезвием вниз, и две чечевицы (верхняя – 7, нижняя – 8). На стержне через 1 см сделаны кольцевые выточки. Время и число колебаний измеряются с помощью миллисекундомера 9.

С помощью формулы (21) для математического маятника длиной l и периодом колебаний T можно рассчитать ускорение свободного падения

$$g = 4\pi^2 l / T^2 . \quad (25)$$

Аналогично для физического маятника (согласно (20))

$$g = 4\pi^2 l_0 / T^2 . \quad (26)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу для математического маятника.

| i | l | N | t | T | g | $g_{\text{ср}}$ | Δg | $\Delta g_{\text{ср.кв}}$ | $\varepsilon, \%$ |
|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----------------|------------|---------------------------|-------------------|
| | | | | | | | | | |

2. Отвернув крепежный винт, установите и закрепите кронштейн 2 так, чтобы верхний срез кронштейна проходил через деление 50 см шкалы на стойке.

3. Поверните кронштейн 1 так, чтобы математический маятник находился над фотодатчиком 5. Вращая ворот 3, установите длину l математического маятника так, чтобы шарик маятника находился посередине выреза фотодатчика 5 и осевая линия на нем совпадала с линией, нанесенной на кронштейне 1.

4. Включите вилку шнура питания установки в розетку сети и нажмите клавишу «СЕТЬ».

5. Отклоните маятник от положения равновесия на $4-5^\circ$ и отпустите. Затем нажмите клавишу «СБРОС». Когда шарик перекроет световой поток фотодатчика, начнется отсчет времени и числа колебаний. Отсчет прекращается, когда завершается следующее за нажатием кнопки «СТОП» колебание. Поэтому при $N = 10$ кнопку «СТОП» следует нажимать при совершении 9-го колебания.

6. Пункт 5 повторите еще четыре раза.

7. Определите среднюю квадратичную $\Delta g_{\text{ср.кв}}$ и относительную ε погрешности серии из $n = 5$ измерений ускорения свободного падения по методике для прямых измерений (с. 6–7).

8. Результаты измерений и расчетов для физического маятника, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | N | t | T | $T_{\text{ср}}$ | l | l_0 | I_x |
|-----|-----|-----|-----|-----------------|-----|-------|-------|
| | | | | | | | |

9. На физическом маятнике закрепите опорную призму 6 так, чтобы ее острие находилось на 7-м делении от верхнего конца стержня, а центр чечевицы 8 расположите на 5-м делении от нижнего конца стержня.

10. Выполните пункт 5 для физического маятника. С помощью подставки определите положение центра масс физического маятника. По формуле (22), зная период $T^{\text{физ}}$, определите приведенную длину l_0 и момент инерции I_x

физического маятника.

11. Используя свойство аддитивности момента инерции и теорему Штейнера, теоретически рассчитайте момент инерции физического маятника как сумму моментов инерции чечевицы и стержня ($I_x = I_{\text{ч}} + I_{\text{ст}}$). Момент инерции чечевицы рассчитывайте по формуле $I_{\text{ч}} = m_{\text{ч}} \cdot r^2$, где масса чечевицы $m_{\text{ч}} = 1139$ г; r – ее расстояние от оси вращения; масса стержня $m_{\text{с}} = 352$ г.

Сравните экспериментальное и рассчитанное значения I_x физического маятника.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что понимают под математическим и физическим маятниками? 2. Что называется моментом силы? Плечом силы? 3. Как составляется дифференциальное уравнение колебаний маятника? 4. Как изменяется осевой момент инерции I_x тела при изменении расстояния между центром тяжести и осью x ? 5. По какой формуле рассчитывается период колебаний физического маятника? 6. Что понимают под приведенной длиной физического маятника? По какой формуле она может быть рассчитана? 7. Что называется центром качания физического маятника?

Лабораторная работа № 4 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Цель работы: изучить закон сохранения механической энергии и проверить его с помощью маятника Максвелла.

1. Теоретическое введение

Энергия – количественная мера движения и взаимодействия материи. С различными формами движения материи связаны различные виды энергии: механическая, тепловая, электромагнитная, ядерная и другие. *Полная механическая энергия* тела (или системы тел) представляет собой сумму кинетической и потенциальной энергии тела (или всех тел системы).

Кинетическая энергия – это энергия механического движения. Кинетическая энергия поступательно движущегося со скоростью v тела массы m равна $K_{\text{пост}} = m \cdot v^2 / 2$. Кинетическая энергия вращающегося тела $K_{\text{вр}} = I_z \cdot \omega^2 / 2$, где I_z – момент инерции тела; ω – его угловая скорость. Если тело участвует одновременно в поступательном и вращательном движениях, то его кинетическая энергия (v_c – скорость центра масс тела)

$$K = \frac{m \cdot v_c^2}{2} + \frac{I_{cz} \cdot \omega^2}{2}. \quad (27)$$

Потенциальная энергия – это механическая энергия, определяемая взаимным расположением тел или частей одного и того же тела и характером сил взаимодействия между ними, то есть потенциальная энергия – это энергия взаимодействия. Потенциальная энергия всегда определяется с точностью до некоторой произвольной постоянной. Поэтому при расчете потенциальной энергии выбирают *нулевой уровень*, то есть положение, в котором потенциальная энергия принимается равной нулю. Тогда потенциальная энергия тела в некотором положении будет равна работе силы при перемещении тела из этого положения на нулевой уровень. В случае гравитационного поля ($F = G \cdot M \cdot m / r^2$, где G – гравитационная постоянная; M – масса Земли) нулевой уровень удобно выбрать на бесконечности ($r \rightarrow \infty$, $F \rightarrow 0$). Получим, что потенциальная энергия

$$\Pi = - \frac{G \cdot M \cdot m}{r}. \quad (28)$$

Знак «минус» указывает на то, что при удалении тел их энергия увеличивается (тела притягиваются).

Если принять потенциальную энергию тела на поверхности Земли равной нулю (нулевой уровень), то тело массой m на высоте h от поверхности Земли ($h \ll R$, R – радиус Земли) обладает потенциальной энергией $\Pi = mgh$, $g = G \cdot M / R^2$. Потенциальная энергия упруго деформированного тела равна $\Pi = k(\Delta l)^2 / 2$, где k – коэффициент жесткости (упругости); Δl – величина абсолютной деформации.

Изменение механической энергии тела происходит за счет сил, приложенных со стороны других тел. Понятие потенциальной энергии вводится только в том случае, если на тело действуют *консервативные силы*. Силы называются *консервативными*, если работа этих сил не зависит от формы пути, а зависит только от начального и конечного положений тела. Поэтому работа на любом замкнутом пути в поле консервативных сил всегда равна нулю. Консервативными силами являются сила тяжести, сила упругости, электрические силы. Неконсервативными – сила трения и сила сопротивления текучей вязкой среды.

Закон сохранения механической энергии выполняется в так называемой *консервативной системе*. *Консервативная система* – это система тел, между которыми действуют только консервативные силы, а все внешние силы, действующие на тела системы, – консервативны и стационарны (не зависят от времени).

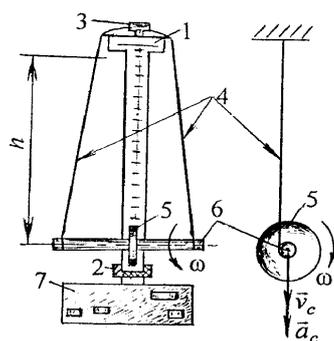
Закон сохранения механической энергии: полная механическая энергия консервативной системы сохраняется, то есть не изменяется с течением времени.

Если между телами системы действует, например, сила трения (неконсервативная), то механическая энергия такой системы не будет сохраняться, а будет уменьшаться с течением времени (происходит *диссипация*, то есть рассеяние энергии).

2. Описание установки и метода измерений

Общий вид установки с маятником Максвелла изображен на рис. 6. На вертикальной стойке закреплены неподвижный верхний кронштейн 1 и подвижный нижний кронштейн 2. В каждом кронштейне находится фотоэлектрический датчик. На верхнем кронштейне расположен ворот 3 для закрепления и регулирования

длины бифилярной подвески 4 маятника, представляющего собой диск 5 на валу 6. Снизу от кронштейна 1 укреплен электромагнит



для удержания маятника в верхнем положении. На стойке нанесена миллиметровая шкала для измерения высоты h падения маятника. Нижний кронштейн 2 вместе с фотоэлектрическим датчиком можно перемещать вдоль стойки и фиксировать на заданной высоте. Для повышения точности установки кронштейн 2 снабжен указателем, расположенным на высоте

оптической оси фотоэлектрического датчика. Для изменения момента инерции маятника на диск накладываются кольца разной массы. Время падения измеряется с помощью миллисекундомера 7.

Маятник, состоящий из вала, диска и кольца, представляет собой консервативную систему тел. Внутренние силы между телами системы отсутствуют. Внешние силы (силы тяжести, действующие на тела системы, и силы натяжения нитей) являются консервативными. Силу сопротивления воздуха при движения маятника считаем пренебрежимо малой. Поэтому для маятника должен выполняться закон сохранения механической энергии. Полная механическая энергия маятника в верхнем положении равна потенциальной энергии mgh , где m – суммарная масса вала, диска и кольца; h – высота подъема, отсчитанная от нулевого уровня, находящегося в нижнем положении маятника. Если отпустить маятник, он начнет падать. Полная механическая энергия маятника в нижнем положении равна кинетической энергии поступательного и вращательного движений маятника. По закону сохранения механической энергии

$$mgh = \frac{m \cdot v_c^2}{2} + \frac{I_c \cdot \omega^2}{2} . \quad (29)$$

Здесь I_c – момент инерции маятника относительно оси вала, а

скорость v_c поступательного движения оси маятника связана с угловой скоростью ω соотношением $v_c = \omega R$, где R – радиус вала маятника.

Подставим $\omega = v_c/R$ в (29). Получим $v_c = 2mR^2 gh/(I_c + mR^2)$.

Определим ускорение a , с которым будет опускаться ось маятника. Для этого продифференцируем последнее выражение по времени. После сокращений ($v = dh/dt$) найдем ускорение (теоретическое) оси маятника:

$$a_c^{(т)} = \frac{mR^2}{I_c + mR^2} g = \text{const} . \quad (30)$$

С другой стороны, зная экспериментальные значения высоты падения h и времени t , определим ускорение по формуле равноускоренного движения:

$$a_c = 2h / t^2 . \quad (31)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | m | I_c | h | t | $a_c^{(т)}$ | a_c | $a_c^{ср}$ | Δa_c | $\Delta a_c^{ср.кв}$ | $\varepsilon, \%$ |
|-----|-----|-------|-----|-----|-------------|-------|------------|--------------|----------------------|-------------------|
| | | | | | | | | | | |

2. Установите подвижный кронштейн 2 так, чтобы его указатель совпадал с заданным значением h (высота h , номер кольца и число измерений n для вашего звена задаются преподавателем).

3. Наложите на диск маятника кольцо, прижимая его до упора.

4. Придерживая ворот 3, отпустите его гайку. Вращая ворот, установите длину нитей подвески 4, при которой нижний край стального кольца маятника в опущенном состоянии находился бы примерно на 2 мм ниже оптической оси нижнего фотоэлектрического датчика (на уровне оптической оси датчика на кронштейне нанесена горизонтальная линия). Одновременно произведите корректировку подвески маятника, обращая внимание на то, чтобы его ось была параллельной основанию прибора. Блокируйте ворот, зажав гайку.

5. Включите вилку шнура питания установки в розетку сети.

Отпустите кнопку «ПУСК». Вращая маятник, намотайте на вал нить подвески. Следите, чтобы она наматывалась равномерно, виток к витку. Нажав кнопку «СЕТЬ», зафиксируйте с помощью электромагнита маятник в верхнем положении. Следите, чтобы нити подвески не были слишком натянуты. Во избежание этого, когда электромагнит уже удерживает маятник, поверните маятник так, чтобы точки на ободе диска сместились на 2–3 мм в обратном направлении (по отношению к наматыванию нити).

6. Нажмите кнопку «СБРОС», затем кнопку «ПУСК». Как только маятник начнет падать, откроется световой поток, падающий на верхний фотодатчик. В результате включится секундомер, который выключится, когда маятник перекроет световой поток, падающий на нижний фотодатчик. Тем самым будет измерено время t падения маятника.

7. По формулам (30) и (31) рассчитайте ускорения $a_c^{(т)}$ и a_c . Учтите, что радиус вала $R = 5,5 \cdot 10^{-3}$ м. Массы и диаметры вала, диска с отверстием и кольца указаны на этих деталях маятника ($m = m_v + m_d + m_k$). Согласно свойству аддитивности, момент инерции маятника $I_c = I_o + I_d + I_k$, где $I_o = m_o \cdot D_o^2 / 8$; $I_d = m_d (D_d^2 + D_o^2) / 8$; $I_k = m_k (D_k^2 + D_d^2) / 8$; I_o , I_d , I_k – моменты инерции вала, диска и кольца с внешними диаметрами соответственно D_o , D_d и D_k .

8. Определите среднюю квадратичную $\Delta a_c^{cp, kb}$ и относительную ϵ погрешности серии измерений ускорения по методике для прямых измерений (с. 6–7).

9. Сравните $a_c^{(т)}$ и a_c^{cp} и проанализируйте полученные результаты.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что такое консервативная система? 2. Сформулируйте закон сохранения механической энергии. 3. Запишите выражение для кинетической энергии поступательно движущегося и вращающегося тела. 4. Что понимают под потенциальной энергией? По каким формулам она рассчитывается в конкретных случаях? 5. Как связаны между собой линейные и угловые скорости и ускорения? 6. Запишите формулы для моментов инерции сплошного вала, диска с цилиндрическим соосным

отверстием, толстого кольца. 7. Получите формулу (30) для ускорения оси маятника Максвелла.

Лабораторная работа № 5
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
КОЛЕБАНИЙ И ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ СТРУНЫ
МЕТОДОМ РЕЗОНАНСА

Цель работы: изучить гармоническое колебание и стоячие волны; изучить зависимость скорости распространения поперечных колебаний медной струны от силы натяжения; измерить линейную плотность струны.

1. Теоретическое введение

Колеблющийся источник, находящийся в упругой среде, увлекает за собой соприкасающиеся с ним частицы среды, а те – соседние. Так от источника начинают распространяться колебания (по эстафетному механизму от частицы к частице).

Распространяющиеся в пространстве колебания частиц среды называют *волной*. Частицы среды, в которой распространяется волна, совершают колебания около своих положений равновесия и, следовательно, не переносятся волной в направлении ее распространения. В зависимости от направления колебаний частиц по отношению к вектору \vec{v} скорости распространения волны различают продольные и поперечные волны.

В *продольных* волнах частицы колеблются вдоль направления распространения волн, а в *поперечных* – в направлениях, перпендикулярных к вектору скорости. В твердой среде возможно распространение как продольных, так и поперечных волн, связанных соответственно с деформациями сжатия-растяжения и сдвига, а в жидкостях и газах возбуждаются только продольные волны (деформации сжатия-растяжения).

Расстояние λ , на которое распространяется волна за время, равное периоду колебаний T частиц среды, называется *длиной волны*: $\lambda = vT$, где v – фазовая скорость волны. Поскольку частота $\nu = 1/T$, то $v = \lambda\nu$. Длину волны можно определить и как расстояние между ближайшими точками среды, колеблющимися с разностью фаз, равной 2π .

Если в среде распространяется одновременно несколько волн, то смещение частиц среды является геометрической суммой смещений, которые имели бы частицы при распространении каждой из волн в отдельности. Следовательно, волны просто

накладываются одна на другую, не возмущая друг друга. Это фундаментальное свойство представляет собой *принцип суперпозиции волн*.

При наложении встречных бегущих волн с одинаковой амплитудой и частотой возникает колебательный процесс, называемый *стоячими волнами*, которые образуются, например, при наложении падающей и отраженной (от некоторой границы) волн.

Пусть в среде перпендикулярно к границе раздела двух сред падает волна, описываемая гармоническим уравнением зависимости смещения S частиц среды от времени t и координаты x этих частиц в положении равновесия:

$$S_1 = A \cos[\omega(t - x/v)]. \quad (32)$$

Здесь $\tau = x/v$ – время распространения колебаний от источника в точке $x = 0$ до точки с координатой x .

При отражении волн циклическая частота ω не изменяется, а при полном отражении не изменяется и амплитуда. В этом случае уравнение отраженной волны будет иметь вид

$$S_2 = A \cos[\omega(t + x/v)]. \quad (33)$$

Результирующее смещение S точки среды, участвующей в этих двух колебаниях, определяется по принципу суперпозиции:

$$S = S_1 + S_2 = A \cos[\omega(t - x/v)] + A \cos[\omega(t + x/v)].$$

С учетом тригонометрической формулы

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$$

получим

$$S = 2 A \cos \frac{\omega x}{v} \cos \omega t. \quad (34)$$

Это уравнение определит результирующее колебание различных частиц среды и называется *уравнением стоячей волны*. Множитель $\cos \omega t$ показывает, что для каждой точки среды с фиксированной координатой x результирующие колебания совершаются с той же частотой ω и по тому же гармоническому закону, что и в случае слагаемых бегущих волн.

Множитель $A(x) = 2 A \cos(\omega x/v)$, не зависящий от времени в фиксированной точке x среды, называется *амплитудой стоячей волны*. Она зависит от координаты x точки среды и при переходе

из точки в точку меняется по гармоническому закону. В тех точках, где $\cos(\omega x/v) = 0$, амплитуда все время равна нулю. Эти точки называются *узлами стоячей волны* (рис. 7). Встречные волны приходят в эти точки пространства в противоположных фазах и взаимно гасятся.

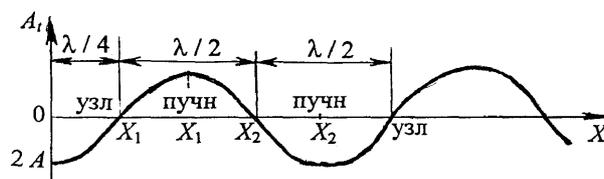


Рис. 7

Координаты узлов определяются из условия $\cos(\omega x/v) = 0$.

Тогда ($\omega = 2\pi/T$, $v = \lambda/T$).

$$\omega \cdot x/v = \pm(2n+1)\pi/2 \Rightarrow x_n^{\text{узн}} = \pm(2n+1)\lambda/4, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (35)$$

В точках, для которых $\cos(\omega x/v) = 1$, амплитуда стоячей волны максимальна и равна $2A$. Это – *пучности*, то есть точки среды, в которых падающая и отраженная волны имеют одинаковые фазы. Тогда условие пучностей $\omega \cdot x/v = \pi n$ определяет их координаты:

$$x_n^{\text{пуч}} = \pm n \cdot \lambda/2, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (36)$$

Расстояние между соседними узлами (или пучностями) $\lambda_{\text{ст}} = x_{n+1} - x_n = (n+1)\lambda/2 - n\lambda/2 = \lambda/2$ называется *длиной стоячей волны*.

Стоячие волны энергию в пространстве не переносят, но дважды за колебание происходит превращение энергии: то полностью в кинетическую, сосредоточенную преимущественно вблизи пучностей (при $\sin \omega t = 1$), то в потенциальную, сосредоточенную вблизи узлов (при $\sin \omega t = 0$).

2. Описание установки и метода измерений

Установка состоит из струны AB , один конец которой закреплен, а другой – перекинут через блок (рис. 8).

К концу струны прикреплена чашечка D для грузов, которыми струна натягивается. Вдоль струны может

передвигаться постоянный магнит M . Концы струны соединены с генератором электрического тока ЗГ. Частоту колебаний тока генератора можно изменять, вращая лимб с делениями. По шкале лимба генератора отсчитывается частота переменного тока.

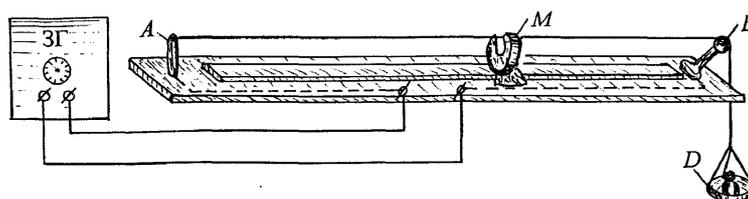


Рис. 8

На элемент струны длиной Δl , находящийся между полюсами магнита, действует переменная сила Ампера ($\Delta F_A = IB\Delta l \sin(\vec{B}, \vec{I})$), частота изменения которой равна частоте колебаний силы тока в струне.

Если магнит установить в середине струны, натянутой силой F , то вращением лимба генератора можно подобрать такую частоту колебаний тока, которая совпадает с собственной частотой колебаний струны основного тона (явление резонанса).

Из теории колебаний твердых тел ограниченных размеров известно, что в таких телах возникают стоячие волны. В частности, на струне частота колебаний *основного тона* проявляется в том случае, если на ней укладывается одна стоячая волна, имеющая по краям узлы, а в середине пучность. Первый *обертон* на струне возникает, когда на ее длине укладывается две стоячих волны (узел в середине и два узла по краям) и т. д. В общем случае можно написать

$$l = n \cdot \lambda_{ст} . \quad (37)$$

Здесь l – длина струны; $\lambda_{ст}$ – длина стоячей волны; n – целое число стоячих волн на струне ($n = 1, 2, 3, \dots$). Длина стоячей волны равна половине бегущей волны, а скорость распространения бегущей волны v , ее частота ν и длина волны λ связаны уравнением

$$v = \nu \cdot \lambda . \quad (38)$$

Из уравнений (37) и (38) можно определить скорость распространения поперечных колебаний струны:

$$v = \frac{2l}{n} \cdot \nu. \quad (39)$$

Из приведенных рассуждений следует, что натянутая струна может совершать колебания только с определенными частотами, которые называются частотами *нормальных колебаний*.

Скорость распространения бегущей по струне волны зависит от ее натяжения. Известно, что

$$v = \sqrt{\frac{F}{\rho^*}}, \quad (40)$$

где F – сила натяжения струны; ρ^* – масса единицы длины струны, то есть линейная плотность, которая измеряется в кг/м.

С учетом (39) получим частоту колебаний

$$\nu = n \cdot \frac{1}{2l} \cdot \sqrt{\frac{F}{\rho^*}}. \quad (41)$$

Для основного тона колебания струны ($n = 1$)

$$\nu^2 = \frac{1}{4l^2} \cdot \frac{F}{\rho^*}. \quad (42)$$

Это означает, что квадрат частоты колебаний основного тона зависит от силы натяжения по линейному закону: $\nu^2 = kF$ ($k = 1/(4l^2\rho^*)$).

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $m,$ | $F,$ | $\nu,$ | $\nu^2,$ | $\nu,$ | $\rho^*,$ |
|-----|------|------|--------|----------|--------|-----------|
| | | | | | | |

2. Установите длину колеблющейся части струны l , заданную преподавателем. Положите на чашку заданной массы гирию массой 100 г (m – масса чашки и гири).

3. С разрешения преподавателя включите ЗГ и установите по вольтметру его максимальное напряжение.

4. Плавно изменяя частоту ЗГ, добейтесь устойчивых колебаний струны для основного тона ($n = 1$) и определите их частоту. Амплитуда колебаний при этом должна быть максимальной, что наблюдается в состоянии резонанса.

5. Произведите аналогичные измерения при нагрузках на чашке, которые равны 150; 200; 250; 300 г.

6. Определите скорость распространения поперечных колебаний струны по формуле (39).

7. Постройте график $v^2 = kF$, откладывая по горизонтальной оси силу натяжения, а по вертикальной – квадрат частоты колебаний.

8. Учитывая, что коэффициент $k = \operatorname{tg} \alpha = 1/(4l^2\rho^*)$, где α – угол наклона между полученной прямой и горизонтальной осью, рассчитайте линейную плотность струны ρ^* .

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что Вы понимаете под колебанием? Волной? Запишите их уравнения. Какой физический смысл величин, входящих в эти уравнения? 2. Что такое стоячие волны? Узел? Пучность? Основной тон? Обертон? Условие возникновения стоячих волн? 3. Поясните физическую сущность измерений скорости поперечных колебаний и плотности струны методом резонанса.

Лабораторная работа № 6 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Цель работы: изучить термодинамические процессы и законы идеального газа; определить показатель адиабаты для воздуха.

1. Теоретическое введение

Идеальным называется газ, в котором молекулы не взаимодействуют друг с другом, а среднее расстояние между молекулами значительно больше размера самих молекул. Только при соударениях молекулы идеального газа взаимодействуют между собой, причем предполагается, что соударения носят абсолютно упругий характер. Между соударениями молекулы движутся равномерно и прямолинейно.

Уравнение состояния идеального газа. Пусть в некотором сосуде содержится газ, масса которого равна m . Состояние газа определяется занимаемым им объемом V , давлением p и температурой T . Эти параметры называют *термодинамическими*. Уравнение, связывающее термодинамические параметры, называется уравнением состояния. Наиболее простым уравнением состояния является уравнение Менделеева – Клапейрона для идеального газа:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT, \quad (43)$$

где $R = 8,31$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная; μ – молярная масса газа; $\nu = m/\mu$ – количество вещества (число молей газа).

Реальные газы тоже подчиняются уравнению (43), если они не слишком сильно сжаты (давление не превышает десятка атмосфер) и не слишком сильно охлаждены (температура близка к нормальной (273 К) либо превышает ее). В этом случае газ можно считать идеальным.

Число степеней свободы. Поступательное движение молекулы в пространстве можно разложить на три независимых поступательных движения вдоль осей декартовой системы координат. Число независимых движений, в которых может участвовать молекула, называется *числом степеней свободы* молекулы и обозначается i . С математической точки зрения число

степеней свободы равно числу независимых параметров, необходимых для определения положения молекулы в пространстве. Молекулу одноатомного идеального газа можно рассматривать как материальную точку. Ее положение в пространстве определяется тремя декартовыми координатами (x , y , z), и, следовательно, она имеет три степени свободы.

Молекула двухатомного газа, помимо поступательного движения, может участвовать во вращательном движении. Это движение раскладывается на два независимых вращения вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, проведенных через центр масс молекулы перпендикулярно к линии, соединяющей атомы молекулы. Таким образом, двухатомная молекула имеет 5 степеней свободы – 3 поступательные, определяющие положение центра масс молекулы, и 2 вращательные. Если молекула состоит из трех или большего числа атомов, то ее вращение можно представить в виде суммы вращений относительно трех взаимно перпендикулярных осей, проведенных через центр масс молекулы. Такие молекулы имеют 6 степеней свободы – 3 поступательные и 3 вращательные. Атомы, входящие в состав многоатомных молекул, могут совершать колебания около положения равновесия. В этом случае молекула, помимо поступательных и вращательных степеней свободы, обладает колебательными степенями свободы. Однако колебания молекул эффективно возбуждаются при высоких температурах. При температурах, близких к нормальной, можно считать, что атомы в молекулах связаны жестко и колебательные степени свободы отсутствуют.

Внутренняя энергия U идеального газа включает только кинетическую энергию поступательного и вращательного движений всех его молекул, поскольку потенциальная энергия взаимодействия молекул равна нулю. В результате соударений величина и направление скоростей поступательного и вращательного движения молекулы, а следовательно, и ее кинетическая энергия, изменяются случайным образом. Однако средняя кинетическая энергия каждой молекулы есть величина постоянная, прямо пропорциональная абсолютной температуре газа T . В силу полной хаотичности движения все степени свободы являются равноправными в том смысле, что на каждую степень свободы приходится одинаковая кинетическая энергия, равная $kT/2$, где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К называется *постоянной Больцмана*.

Это утверждение носит название *закона равнораспределения энергии по степеням свободы*. Таким образом, для некоторой массы газа m , состоящей из N молекул, внутренняя энергия

$$U = iNkT/2 = i\nu N_A kT/2 = i\nu RT/2, \quad (44)$$

где $N_A = 6,021 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – постоянная Авогадро (число молекул в одном моле газа). Соотношение $kN_A = R$ связывает важнейшие постоянные молекулярной физики. Как следует из (44), внутренняя энергия для данной массы зависит только от температуры, поэтому изменение внутренней энергии

$$dU = \frac{i}{2} \nu R dT. \quad (45)$$

Первое начало термодинамики. Подводимое к газу количество теплоты идет на изменение его внутренней энергии и на совершение газом работы против внешних сил. Математическое выражение этого закона имеет вид

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (46)$$

Элементарная работа δA , совершаемая газом при малом изменении объема dV , рассчитывается по формуле

$$\delta A = p \cdot dV. \quad (47)$$

Количество теплоты δQ , подведенное к газу, пропорционально массе m газа и изменению его температуры на dT :

$$\delta Q = cm dT = Cv dT. \quad (48)$$

Здесь величины c и $C = c\nu$ называются *удельной* (c) и *молярной* (C) теплоемкостями. Они численно равны количеству теплоты, которое необходимо сообщить единице массы (удельная теплоемкость) либо одному молю вещества (молярная теплоемкость), чтобы повысить температуру на 1 К. Теплоемкость газа зависит от процесса, в котором участвует газ. Важную роль играют газовые процессы, при которых изменяются только два термодинамических параметра при неизменном третьем. Такие процессы называются *изопроцессами*.

Изотермический процесс – это процесс, в ходе которого температура газа остается постоянной ($T = \text{const}$, $dT = 0$). Как следует из (43), уравнение изотермического процесса имеет вид $pV = \text{const}$ (*закон Бойля – Мариотта*). При изотермическом процессе внутренняя энергия газа не изменяется, и первое начало термодинамики принимает вид $\delta Q = \delta A$, то есть подводимое тепло

полностью идет на совершение работы газом.

Изохорический процесс – это процесс, протекающий при неизменном объеме ($V = \text{const}$, $dV = 0$). Уравнение этого процесса, как следует из (43), имеет вид $p/T = \text{const}$ (*закон Шарля*). При изохорическом процессе газ не совершает работы, и первое начало термодинамики принимает вид $\delta Q = dU$. Это означает, что подводимая к газу теплота полностью идет на изменение его внутренней энергии. Подставляя в это равенство выражения для dU из (45) и δQ из (48), получим

$$c_V = \frac{i R}{2 \mu}; \quad C_V = \frac{i}{2} R, \quad (49)$$

где c_V и C_V – соответственно удельная и молярная теплоемкости при изохорическом процессе.

Изобарический процесс – это процесс, протекающий при постоянном давлении ($p = \text{const}$, $dp = 0$). Как следует из (43), уравнение изобарического процесса для идеального газа имеет вид $V/T = \text{const}$ (*закон Гей-Люссака*).

При изобарическом процессе подводимая теплота идет как на увеличение внутренней энергии, так и на совершение газом работы. Преобразуем выражение для работы с учетом того, что $p = \text{const}$:

$$\delta A = p dV = d(pV) = \nu R dT. \quad (50)$$

Последнее равенство в этой цепочке получается, если взять дифференциал от правой и левой частей уравнения (43). Подставив соотношения (45), (48), (50) в (46), после несложных преобразований получим выражения для теплоемкостей идеального газа при изобарическом процессе:

$$c_p = \frac{i + 2 R}{2 \mu}; \quad C_p = \frac{i + 2}{2} R. \quad (51)$$

Отсюда видно, что теплоемкость при изобарическом процессе больше, чем теплоемкость при изохорическом процессе.

Адиабатический процесс – это процесс, при котором теплота к газу не подводится и не отводится от него, то есть процесс протекает без теплообмена системы с окружающей средой. В этом случае первое начало примет вид $\delta A = -dU$, или $p dV = -\nu C_V dT$, то есть газ совершает работу только за счет убыли внутренней энергии. С учетом последнего равенства из уравнения Менделеева – Клапейрона можно получить уравнение адиабатического процесса (*уравнение Пуассона*):

$$pV^\gamma = \text{const} . \quad (52)$$

Здесь величина γ (гамма), равная отношению теплоемкостей

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} , \quad (53)$$

называется *адиабатической постоянной* (*показателем адиабаты*).

Характерным примером адиабатического процесса является распространение звуковых волн в газе. Если следить за давлением газа вблизи фиксируемой точки пространства, в котором распространяется звуковая волна, то будет наблюдаться чередование сжатий и расширений газа во времени. Сжатие сопровождается нагреванием газа, а расширение – охлаждением. Поскольку процессы сжатия и расширения происходят быстро (частоты звуковых колебаний лежат в диапазоне 20–20000 Гц), теплота от более нагретых областей не успевает отводиться к более холодным. Таким образом, сжатие и расширение газа вблизи каждой точки пространства происходят без теплообмена с окружающей средой, то есть адиабатически. Поэтому адиабатическая постоянная газа является одним из параметров, определяющих скорость v распространения звука:

$$v = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma RT / \mu} , \quad (54)$$

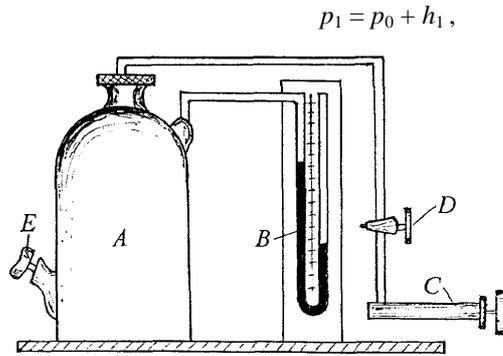
где p , T , ρ – равновесные значения давления, температуры и плотности в газе.

Это соотношение позволяет рассчитывать термодинамические характеристики газа, если известна скорость распространения звуковых волн, что используется в лабораторной работе № 7.

2. Описание установки и метода измерений

Стекланный баллон A (рис. 9), соединенный шлангом с манометром B и воздушным насосом C , при помощи крана D может быть сообщен или с атмосферой или с манометром (рис. 9). Имеется пробка E для выпуска воздуха из баллона. Перед началом опытов надо убедиться, что пробка E закрыта, а кран D открыт, при этом в манометре вода в обеих трубках находится на одном уровне.

После накачки с помощью насоса воздуха в баллон A давление в нем станет



$$p_1 = p_0 + h_1, \quad (55)$$

где h_1 – разность установившихся уровней в манометре; p_0 – атмосферное давление. Если подождать некоторое время, пока температура воздуха внутри баллона станет равной температуре

Рис. 9

окружающей среды, и открыть пробку E , произойдет адиабатическое истечение части воздуха из баллона, сопровождающееся охлаждением оставшегося воздуха в баллоне. Сразу после открытия крана E давление воздуха в баллоне практически равно атмосферному. Запишем уравнение Пуассона для адиабатического процесса:

$$p_1 V_1^\gamma = p_0 V_2^\gamma. \quad (56)$$

Здесь γ – показатель адиабаты для газа; V_1 и V_2 – объемы воздуха до и после вытекания из баллона.

После закрытия пробки E охлажденный воздух в баллоне начнет нагреваться через его стенки при неизменном объеме. Давление при этом увеличивается, разность уровней воды в манометре будет увеличиваться. Когда температура воздуха сравняется с температурой окружающей среды, давление воздуха в баллоне станет

$$p_2 = p_0 + h_2. \quad (57)$$

Здесь h_2 – разность уровней воды в манометре.

Состояние воздуха при давлениях p_1 и p_2 соответствует одной и той же температуре окружающей среды. Давление и объем газа в таких случаях связаны законом Бойля – Мариотта:

$$p_1 V_1 = p_0 V_2. \quad (58)$$

Исключим объемы из уравнений (56) и (58). Для этого уравнение (58) следует справа и слева возвести в степень γ .

После несложных преобразований получим

$$(p_2/p_1)^\gamma = p_0/p_1 . \quad (59)$$

Прологарифмируем полученное уравнение по основанию натуральных логарифмов. Получим

$$\gamma = \frac{\ln p_0 - \ln p_1}{\ln p_2 - \ln p_1} . \quad (60)$$

Поскольку давления p_1 и p_2 мало отличаются друг от друга, отношение разности логарифмов с достаточной точностью можно заменить отношением разностей самих величин. Учитывая выражения (55) и (57), имеем

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2} . \quad (61)$$

Формула (61) является основной для вычисления показателя адиабаты исследуемого газа (воздуха).

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $h_1,$ | $h_2,$ | $\gamma,$ | $\gamma_{\text{ср}},$ | $\Delta\gamma,$ | $\Delta\gamma_{\text{ср.кв}},$ | $\varepsilon, \%$ |
|-----|--------|--------|-----------|-----------------------|-----------------|--------------------------------|-------------------|
| | | | | | | | |

2. Закройте баллон пробкой E и откройте кран D . Затем при помощи насоса накачивайте воздух в баллон до тех пор, пока разность уровней воды в манометре станет равной 20–30 см. Закройте кран D и ждите 30÷40 с (пока температура воздуха внутри баллона не станет равной температуре окружающей среды).

3. Найдите разность h_1 установившихся уровней в манометре.

4. Откройте пробку E приблизительно на 1 с и, дождавшись, пока температура воздуха в баллоне станет равной температуре окружающей среды (спустя 30–40 с после закрытия пробки), найдите разность h_2 уровней воды в манометре. При этом произойдет адиабатическое истечение воздуха из баллона, сопровождающееся охлаждением оставшегося воздуха в баллоне.

5. Опыт повторите 5–7 раз.

6. По формуле (61) рассчитайте величину γ .

7. Определите среднюю квадратичную $\Delta\gamma_{\text{ср.кв}}$ и

относительную ϵ погрешности серии измерений показателя адиабаты по методике для прямых измерений (с. 6–7).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Какие Вы знаете изопроцессы? Какими уравнениями они описываются? 2. Запишите первый закон термодинамики. Какой вид примет он для различных изопроцессов? 3. Какой процесс называется адиабатическим? Запишите уравнение Пуассона для этого процесса. 4. Чему равны теплоемкости газов при различных изопроцессах? 5. Что такое C_p и C_v ? Почему $C_p > C_v$? Как выразить отношение C_p/C_v через число степеней свободы молекул газа? Что понимают под числом степеней свободы i молекулы газа?

Лабораторная работа № 7
ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЯРНОЙ МАССЫ ВОЗДУХА
ПО СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА

Цель работы: изучить связь акустических и термодинамических характеристик идеального газа; освоить методику измерения скорости звука в газах.

1. Теоретическое введение

Изучите теоретическое введение к лабораторным работам № 5 и № 6.

2. Описание установки и метода измерений

Схема экспериментальной установки для измерения скорости звука в воздухе представлена на рис. 10.

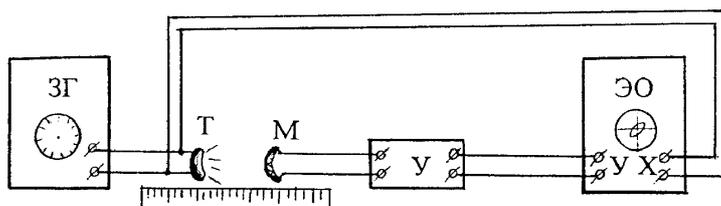


Рис. 10

Звуковой генератор ЗГ служит для создания в цепи электрических колебаний звуковой частоты. Напряжение U с выхода звукового генератора одновременно подается на вход Х осциллографа и на телефон Т. Электронный пучок в трубке электронного осциллографа ЭО и создаваемая этим пучком на экране светящаяся точка под действием сигнала, поданного на вход х, совершают гармонические колебания в горизонтальном направлении. Электрический сигнал в телефоне преобразуется в звуковую волну, которая распространяется вдоль линейки. Микрофон М воспринимает звуковую волну и преобразует ее в электрический сигнал. Он усиливается усилителем напряжения УН и подается на вход У осциллографа ЭО, в результате чего электронный пучок в осциллографе отклоняется в вертикальном направлении. Поскольку электрические сигналы в проводах

распространяются со скоростью света, то есть почти мгновенно, а скорость распространения звука значительно меньше, то колебания светящейся точки на экране осциллографа в вертикальном направлении отстают по фазе на некоторую величину φ от колебаний в горизонтальном направлении. Таким образом, светящаяся точка описывает траекторию, которая является результатом сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний, сдвинутых относительно друг друга по фазе:

$$x = a \cos 2\pi vt, \quad y = b \cos(2\pi vt - \varphi),$$

где a, b – амплитуды колебаний; v – частота сигнала, задаваемая генератором.

Исключив из этих уравнений время t , получим уравнение траектории движения точки (уравнение эллипса):

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (62)$$

Телефон закреплен неподвижно, а микрофон может перемещаться вдоль линейки, что позволяет изменять сдвиг фаз φ . Поэтому, перемещая микрофон, можно получить на экране эллипсы различной формы. При $\varphi = n\pi$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) эллипс вырождается в прямую $y = \pm (a/b)x$. Вид этой прямой для

а четных и б нечетных n представлен на рис. 11 а и б.

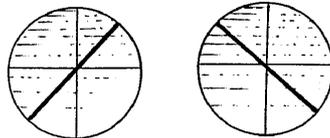


Рис. 11

Таким образом, изменение разности фаз φ , соответствующее двум соседним положениям ($\Delta n = 1$) микрофона, при которых наблюдаются прямые линии, изображенные на рис. 11,

$$\Delta\varphi = \Delta(n\pi) = \Delta n \cdot \pi = \pi. \quad (63)$$

Звук в газе представляет собой продольную волну, в которой колебания частиц среды (воздуха) происходят в направлении распространения волны. Смещение S частиц, находящихся в различных точках пространства, из положения равновесия при распространении волны вдоль некоторой прямой описывается уравнением плоской волны ($\omega = 2\pi\nu$):

$$S = A \cos[\omega(t - x/v)], \Rightarrow S = A \cos[2\pi(\nu t - x/\lambda)], \quad (64)$$

где A – амплитуда колебаний; ν – частота; λ – длина волны. Скорость v волны, ее частота ν и длина λ связаны соотношением

$$v = \nu\lambda . \quad (65)$$

Колебания частиц воздуха вблизи телефона, расположенного в начале отсчета $x = 0$, как следует из (64), происходят по закону $S = A\cos(2\pi\nu t)$. Колебания частиц вблизи микрофона, удаленного на некоторое расстояние x , запаздывают по фазе на φ :

$$S = A\cos \cdot (2\pi\nu t - \varphi) ,$$

где $\varphi = 2\pi x/\lambda$.

Поэтому изменение разности фаз φ и изменение расстояния x связаны соотношением

$$\Delta\varphi = \Delta(2\pi x/\lambda) = 2\pi \cdot \Delta x/\lambda . \quad (66)$$

Приравняв (63) и (66), получим формулу для определения длины волны ($\lambda = 2 \cdot \Delta x$), а из (65) – для скорости звука:

$$v = 2 \cdot \Delta x \cdot \nu , \quad (67)$$

где Δx – расстояние между соседними положениями микрофона, для которых эллипс на экране вырождается в прямую.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| v, Гц | Координаты точек, соответствующих вырождению эллипса в прямую | | | | $\Delta x_{\text{ср}}$, | v, | $v_{\text{ср}}$, |
|----------|---|---|---|---|--------------------------|----|-------------------|
| | i | 1 | 2 | 3 | | | |
| | Удаление (x'_i) | | | | | | |
| | Сближение (x''_i) | | | | | | |
| | $x_i = (x'_i + x''_i)/2$ | | | | | | |
| | $\Delta x_i = (x_{i+1} - x_i)$ | | | | | | |

2. Включите звуковой генератор (ЗГ) и электронный осциллограф (ЭО). Выждав 2–3 мин, ручками «Яркость» и «Фокус», а также перемещением осей «вправо – влево» и «вверх – вниз» выведите электронный луч ЭО в центр экрана. Затем установите по вольтметру ЗГ напряжение 30–40 В и частоту ν_1 , указанную преподавателем.

3. Переместите микрофон к телефону, добейтесь

превращения эллипса на экране осциллографа в прямую линию и запишите координату x'_i в первом ($i = 1$) положении микрофона, то есть x'_1 . Удаляя микрофон, запишите последовательно еще координаты трех его положений ($i = 2, 3, 4$), когда эллипс сводится в прямую. Приближая микрофон к телефону, определите координаты тех же положений (x''_i).

4. По экспериментальным данным рассчитайте среднее значение разностей Δx_{cp} и скорость звука v по формуле (67).

5. Аналогичные измерения и расчеты проведите еще для частот ν_2 и ν_3 . Рассчитайте среднюю скорость звука v_{cp} по измерениям для трех частот.

6. По формуле (53) рассчитайте показатель адиабаты для воздуха, учитывая, что воздух состоит в основном из двухатомных молекул.

7. Определив температуру воздуха термометром и используя измеренное значение скорости звука v_{cp} , рассчитайте молярную массу воздуха (формула (54)).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Получите формулу (62), описывающую траекторию движения частицы, участвующей в двух взаимно перпендикулярных колебаниях одинаковой частоты. 2. Чем определяется сдвиг фаз между вертикальными и горизонтальными колебаниями луча осциллографа? 3. Используя (62), покажите, что при сдвиге фаз $\varphi = n\pi$ ($n = 0, 1, 2, 3$) колебания луча происходят вдоль прямой. Чем отличаются прямые для нечетных и четных n ? 4. Почему распространение звуковой волны удовлетворяет условию адиабатичности процесса? 6. Используя (54), получите формулу для определения молярной массы газа по скорости распространения звука.

Лабораторная работа № 8 ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ

Цель работы: изучить внутреннее трение в жидкостях и газах; измерить коэффициент динамической вязкости глицерина методом Стокса.

1. Теоретическое введение

Если термодинамические параметры зависят от координат точек, то есть их поля являются неоднородными, то в теле возникают процессы переноса, которые стремятся сгладить эти неоднородности и приблизить тело к равновесному состоянию. Так, при неоднородном распределении концентрации вещества происходит процесс переноса массы, называемый *диффузией*. При неоднородном распределении температуры идет перенос внутренней энергии (*теплопроводность*), а в случае неоднородного поля скоростей частиц среды – перенос импульса от одних точек тела к соседним (*внутреннее трение* или *вязкость*).

Представьте себе две плоскопараллельные пластины, между которыми находится слой жидкости. Пусть нижняя пластина покоится, а верхняя начинает двигаться с постоянной скоростью. Тонкий слой жидкости прилипает к поверхности пластины и движется вместе с ней. Вследствие сил взаимодействия между молекулами ближайшие слои также вовлекаются в движение, но движутся с меньшей скоростью. Слой, прилипающий к нижней пластине, вообще покоится. Возникновение сил трения между слоями жидкости или газа, движущимися с различными скоростями, называется явлением *внутреннего трения* или *вязкостью*. Экспериментально установлено, что для многих жидкостей и газов эти силы подчиняются *закону Ньютона*: вязкие силы прямо пропорциональны градиенту скорости движения слоев текучей среды и площади соприкосновения этих слоев:

$$dF_{\tau} = \eta \frac{dv}{dx} dS . \quad (68)$$

Здесь dv/dx – градиент скорости слоев жидкости или газа, величина которого показывает, как резко или плавно изменяется скорость от слоя к слою; dS – площадь соприкасающихся слоев, а коэффициентом пропорциональности является η – *коэффициент*

динамической вязкости.

Сила внутреннего трения (или вязкости) между слоями направлена по касательной к этим слоям и стремится затормозить более быстрый слой, а медленный – ускорить.

Коэффициент динамической вязкости η численно равен силе трения, приходящейся на единицу площади соприкасающихся слоев при единичном градиенте скорости и измеряется в СИ в Па·с.

2. Описание установки и метода измерений

В работе используется цилиндрический стеклянный сосуд, установленный вертикально и заполненный глицерином (рис. 12).

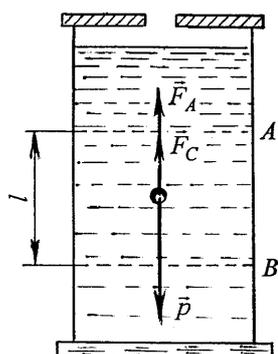


Рис. 12

На цилиндре нанесены две кольцевых метки: верхняя A и нижняя B . Расстояние между метками l определяется по масштабной линейке ($l = 0.1$ м). В жидкость опускают свинцовый шарик малых размеров. Уровень налитого глицерина выше верхней метки. Шарик, опущенный в глицерин, сначала движется ускоренно, а от верхней метки и ниже движется практически равномерно. Это объясняется тем, что со стороны жидкости на шарик действует тормозящая сила трения.

В частности, для тела сферической формы сила сопротивления движению при малых скоростях вычисляется по формуле Стокса:

$$F_C = 6\pi \cdot \eta \cdot r \cdot v. \quad (69)$$

Эта сила пропорциональна скорости шара v , его радиусу r и коэффициенту динамической вязкости η . В этой работе выражение (69) лежит в основе метода определения коэффициента динамической вязкости (метод Стокса).

Равномерное движение падающего в жидкости шарика начинается в тот момент, когда сила тяжести $P = mg$ будет уравновешена силой Архимеда F_A и силой Стокса F_C .

Математически это выражается уравнением вида

$$6\pi \cdot \eta \cdot r \cdot v + \frac{4}{3} \pi \cdot r^3 \cdot \rho \cdot g = \frac{4}{3} \pi \cdot r^3 \cdot \rho_1 \cdot g . \quad (70)$$

Здесь ρ_1 – плотность шарика ($\rho_1 = 11,34 \cdot 10^3$ кг/м³); ρ – плотность жидкости, в которой движется шарик ($\rho = 1,26 \cdot 10^3$ кг/м³).

В опытах диаметры шариков измеряют при помощи отсчетного микроскопа с окулярной шкалой.

Скорость падающего шарика v находится по расстоянию l между метками на цилиндре и времени падения t . Как только шарик проходит верхнюю метку A , включают секундомер. Выключается он при прохождении шариком нижней метки B . Очевидно, что скорость равномерного движения шарика

$$v = l / t . \quad (71)$$

Из уравнения (70) определяем коэффициент динамической вязкости

$$\eta = \frac{2}{9} g \cdot r^2 (\rho_1 - \rho) \frac{t}{l} . \quad (72)$$

Вязкость жидкости изменяется с изменением ее температуры, то есть полученное значение коэффициента вязкости соответствует температуре окружающей среды, определяемой по термометру.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $r,$ | $t,$ | $\eta,$ | $\eta_{\text{ср}},$ | $\Delta\eta,$ | $\Delta\eta_{\text{ср.кв}},$ | $\varepsilon, \%$ |
|-----|------|------|---------|---------------------|---------------|------------------------------|-------------------|
| | | | | | | | |

2. Измерьте диаметр d шарика с помощью измерительного микроскопа. Для этого положите шарик в лунку на предметный столик микроскопа. Включите осветитель микроскопа. Вращая ручку барабана, расположенную справа от микроскопа, сдвиньте вертикальную черту перекрестья микроскопа на один из краев шарика. Снимите отсчет целых значений по шкале над винтовой передачей и сотые доли на барабане. Затем сдвиньте перекрестье на противоположный край шарика и вновь снимите отсчет. Разность этих отсчетов дает диаметр шарика в миллиметрах. Вычислите радиус r шарика.

3. Опустите шарик в сосуд с исследуемой жидкостью и измерьте время t прохождения расстояния l от верхней кольцевой метки на сосуде до нижней. Измерения проведите с тремя шариками.

4. По формуле (72) рассчитайте коэффициент вязкости η .

5. Определите среднюю квадратичную $\Delta\eta_{\text{ср.кв}}$ и относительную ϵ погрешности серии измерений коэффициента динамической вязкости по методике для прямых измерений (с. 6–7).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Перечислите явления переноса и поясните, какая физическая величина переносится в каждом из них. 2. Напишите и поясните формулу Ньютона для силы внутреннего трения между слоями жидкости. 3. Получите единицу измерения коэффициента динамической вязкости в СИ. 4. Поясните физическую сущность метода измерения коэффициента динамической вязкости на основе формулы Стокса. 5. Получите расчетную формулу (72) для этой величины.

Лабораторная работа № 9 ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Цель работы: изучить явление поверхностного натяжения жидкостей и капиллярные явления; экспериментально установить зависимость коэффициента поверхностного натяжения воды от температуры.

1. Теоретическое введение

Поверхностное натяжение. В жидкостях молекулы располагаются настолько близко друг к другу, что силы притяжения между ними имеют значительную величину. Сила притяжения между двумя молекулами быстро убывает с увеличением расстояния, и на расстояниях, имеющих порядок нескольких диаметров молекул, она практически равна нулю. Это расстояние r_0 называется *радиусом молекулярного действия*, а сфера радиуса r_0 называется *сферой молекулярного действия*.

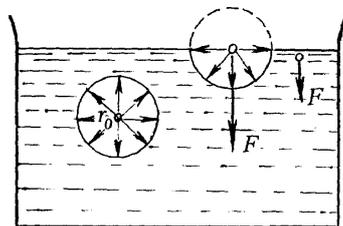


Рис. 13

Для любой молекулы, находящейся внутри жидкости, сфера молекулярного действия не выходит за пределы жидкости (рис. 13). Ее соседние молекулы расположены в сфере молекулярного действия в среднем симметрично, поэтому равнодействующая приложенных к этой молекуле сил равна нулю.

Молекулы жидкости, расположенные в поверхностном слое, толщина которого равна примерно радиусу молекулярного действия ($\sim 10^{-9}$ м), находятся в другом состоянии. Для них часть сферы молекулярного действия лежит вне жидкости (рис. 13). В эту часть сферы попадают молекулы пара или воздуха, находящиеся над поверхностью жидкости. Так как концентрация молекул в газе значительно меньше, чем в жидкости, притяжение приповерхностных молекул со стороны молекул жидкости больше, чем со стороны молекул газа. Следовательно,

Для любой молекулы, находящейся внутри жидкости, сфера молекулярного действия не выходит за пределы жидкости (рис. 13). Ее соседние молекулы расположены в сфере молекулярного действия в среднем симметрично, поэтому равнодействующая приложенных к этой молекуле сил равна нулю.

равнодействующая всех приложенных к молекуле сил направлена внутрь жидкости нормально к ее поверхности.

В процессе перемещения молекулы из объема жидкости на поверхность будет совершаться работа против направленных внутрь жидкости сил притяжения. Эта работа идет на увеличение потенциальной энергии молекулы. Следовательно, молекулы поверхностного слоя обладают большей потенциальной энергией, чем молекулы внутри жидкости. В состоянии устойчивого равновесия система должна иметь минимальное значение потенциальной энергии. Поэтому всякий объем жидкости, на который не действуют внешние силы, принимает такую форму, при которой площадь его поверхности минимальна. Этому условию удовлетворяет сфера.

Сокращение поверхности жидкости осуществляется посредством действия сил поверхностного натяжения. Дело в том, что поверхностный слой, вследствие особого состояния его молекул, обладает свойствами растянутой упругой пленки, и в нем, как и в упругой пленке, действуют силы натяжения, которые обусловлены взаимным притяжением молекул поверхностного слоя. Эти молекулы стремятся сблизиться, что приводит к максимально возможному уменьшению поверхности. Силы поверхностного натяжения направлены по касательной к поверхности жидкости и перпендикулярно к любому участку Δl выделенного на ее поверхности контура длиной l .

Сила, приходящаяся на единицу длины контура, называется *коэффициентом поверхностного натяжения* и обозначается буквой α :

$$\alpha = \Delta F / \Delta l . \quad (73)$$

В СИ коэффициент α измеряется в ньютонах на метр (Н/м).

Коэффициент поверхностного натяжения зависит от рода жидкости и ее состояния, определяемого прежде всего температурой. При повышении температуры вследствие увеличения межмолекулярных расстояний силы молекулярного взаимодействия, а следовательно, и коэффициент поверхностного натяжения, уменьшаются и становятся равными нулю при критической температуре, когда исчезает различие между жидкостью и ее насыщенным паром. Сильное влияние на поверхностное натяжение оказывают примеси. Они могут как увеличивать, так и уменьшать коэффициент поверхностного

натяжения. Вещества, адсорбирующиеся на поверхности жидкости и понижающие поверхностное натяжение, называются поверхностно-активными.

Добавочное давление. В случае выпуклой поверхности жидкости результирующая сил поверхностного натяжения направлена внутрь жидкости к центру кривизны поверхности. Поэтому поверхностный слой производит на жидкость давление $\Delta p = p_{\text{ж}} - p_{\text{г}}$, дополнительное к давлению газа, находящегося над поверхностью. В случае вогнутой поверхности результирующая сил поверхностного натяжения направлена в сторону газа. Вогнутая поверхность, стремясь сократиться, растягивает жидкость, и давление в ней будет меньше, чем давление газа. П. Лаплас показал, что добавочное давление в любой точке поверхности определяется соотношением

$$\Delta p = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (74)$$

где R_1 и R_2 – радиусы кривизны двух взаимно перпендикулярных сечений поверхности в рассматриваемой точке. Сечения проходят через нормаль к поверхности жидкости, восстановленной в данной точке. Радиус кривизны считается положительным, если центр кривизны лежит внутри жидкости (поверхность выпукла), и отрицательным, если расположен вне жидкости (поверхность вогнута). Например, для сферической капли жидкости радиусы кривизны положительны и равны радиусу капли ($R_1 = R_2 = R$), и, следовательно, добавочное давление в капле

$$\Delta p = 2\alpha/R. \quad (75)$$

Для сферического газового пузыря в жидкости радиусы кривизны одинаковы и отрицательны. Следовательно, давление в жидкости будет меньше, чем в газе, на величину, определяемую соотношением (75).

Смачивание. Опыт показывает, что при контакте жидкости с твердым телом поверхность жидкости искривляется. На рис. 14 представлены капля воды (рис. 14 а) и капля ртути (рис. 14 б) на стеклянной пластине. Как видно, качественный характер искривления поверхности, обусловленный взаимодействием с твердой поверхностью, для этих случаев различен. Количественной характеристикой этого явления является угол θ между смоченной поверхностью твердого тела и касательной к

поверхности жидкости в точке ее контакта с твердым телом, называемый *краевым углом*. Если $\theta < 90^\circ$ (рис. 14 а), то говорят, что жидкость смачивает твердое тело, если $\theta > 90^\circ$ (рис. 14 б), жидкость не смачивает твердое тело.

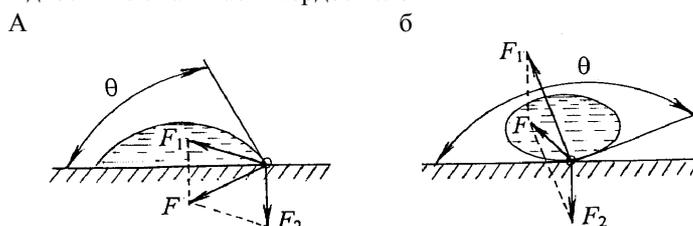


Рис. 14

Смачивание или несмачивание обусловлено спецификой взаимодействия молекул жидкости с молекулами твердого тела. Рассмотрим некоторую молекулу А поверхностного слоя жидкости, находящуюся вблизи твердого тела. Сфера ее молекулярного действия показана на рис. 14 а пунктиром. К молекуле приложены сила \vec{F}_1 притяжения со стороны молекул жидкости, направленная внутрь жидкости, и сила \vec{F}_2 притяжения со стороны молекул твердого тела, направленная по нормали к поверхности твердого тела. Поверхность жидкости в равновесии располагается по нормали к результирующей силе \vec{F} , полученной при сложении сил \vec{F}_1 и \vec{F}_2 . В противном случае молекула А перемещалась бы вдоль поверхности жидкости. Если результирующая сила \vec{F} направлена в сторону к твердой поверхности, краевой угол меньше $\pi/2$ (*смачивание*); если она направлена внутрь жидкости, краевой угол больше $\pi/2$ (*несмачивание*).

Капиллярные явления. Вследствие явления смачивания вблизи стенок сосуда с жидкостью наблюдается искривление поверхности жидкости. В узкой трубке (капилляре), одним концом опущенной в широкий сосуд с жидкостью, искривленной оказывается вся поверхность жидкости внутри капилляра. Если жидкость смачивает стенки, поверхность имеет вогнутую форму (рис. 15 а), если не смачивает – выпуклую (рис. 15 б).

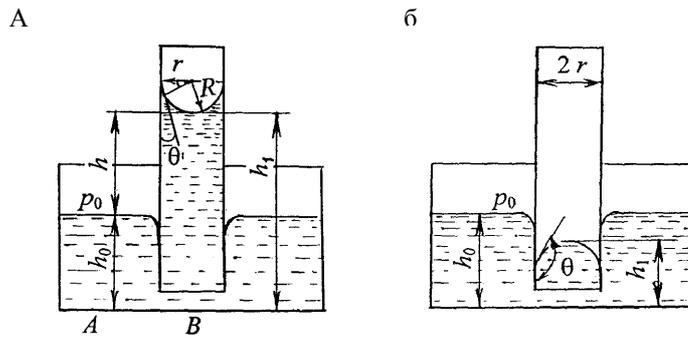


Рис. 15

Такого рода искривленные поверхности называются *менисками*. Давление под искривленной поверхностью будет отличаться от давления под плоской поверхностью в широком сосуде на величину Δp , определяемую формулой Лапласа (74). Давление под выпуклой поверхностью повышено, и уровень жидкости, не смачивающей капилляр (рис. 15 б), будет ниже уровня жидкости в сосуде. Пониженное давление под вогнутым мениском приводит к поднятию уровня смачивающей жидкости в капилляре (рис. 15 а). В положении равновесия для двух любых точек A и B , расположенных на одном уровне, давление должно быть одинаковым: $p_A = p_B$. Поскольку $p_A = p_0 + \rho g h_0$; $p_B = p_0 + \rho g h_1 + \Delta p$, где p_0 – атмосферное давление; $\rho g h_0$ и $\rho g h_1$ – гидростатические давления соответственно в точках A и B , то

$$\rho g h + \Delta p = 0, \quad (76)$$

где $h = h_1 - h_0$ – разность уровней жидкости в сосуде и капилляре.

В цилиндрическом капилляре в силу симметрии мениск можно представить как часть поверхности сферы. Для такого мениска радиусы кривизны одинаковы и, как следует из рис. 15 а, связаны с радиусом капилляра r соотношением

$$R_1 = R_2 = r / \cos \theta, \quad (77)$$

где θ – краевой угол. Подставив соотношение (74) с учетом (77) в (76), получим высоту поднятия мениска в цилиндрическом капилляре:

$$h = 2\alpha \cdot \cos \theta / (\rho g h). \quad (78)$$

2. Описание установки и метода измерений

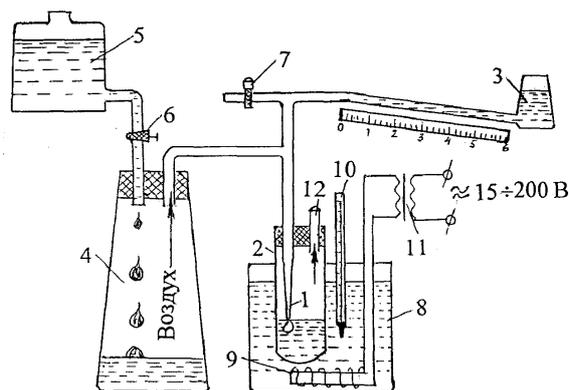


Рис. 16

Измерение коэффициента поверхностного натяжения в данной работе осуществляется *методом Ребиндера*, который основан на измерении добавочного давления в пузырьке воздуха, образующемся в исследуемой жидкости. Прибор Ребиндера (рис. 16) состоит из капилляра 1, нижний конец которого касается поверхности исследуемой жидкости, находящейся в пробирке 2. Верхний конец капилляра соединен резиновыми трубками с жидкостным манометром 3 и колбой 4, в которой можно создавать повышенное (в сравнении с внешним атмосферным) давление. Повышение давления в колбе 4 осуществляется путем перетекания в нее воды по каплям из расположенного выше нее сосуда 5. Скорость вытекания воды из сосуда 5 в колбу 4 можно регулировать с помощью крана 6. При постепенном заполнении колбы 4 водой повышается давление воздуха в ней и в соединенных с нею капилляре 1 и манометре 3, левое измерительное колено которого для увеличения чувствительности расположено под малым углом к горизонту. Давление воздуха в пробирке 2 над поверхностью исследуемой жидкости равно атмосферному, так как она закрыта пробкой негерметично. Вследствие разности давлений воздух стремится проникнуть через капилляр в пространство пробирки и в жидкости на конце капилляра образуется воздушный пузырек. При некотором

значении разности давлений Δp происходит отрыв пузырька от конца капилляра. Воздух попадает в разреженную область, давление в капилляре 1 снижается, а уровень жидкости в измерительном колене манометра 3 резко повышается. Измерение максимального уровня жидкости в манометре l_m позволяет определить давление воздуха в капилляре p_k в момент отрыва пузырька. При открытом зажиме 7 измерительное колено манометра сообщается с атмосферой. Во время опыта он закрыт. Для измерения температуры исследуемой жидкости пробирка 2 помещена в сосуд 8 с водой, в которой находятся нагреватель 9 и термометр 10. Из описанного метода можно получить формулу для нахождения коэффициента поверхностного натяжения:

$$\alpha = k (l_m - l_0), \quad (79)$$

где l_0 – уровень жидкости в измерительном колене манометра, соответствующий атмосферному давлению, то есть при открытом зажиме 7; k – постоянная прибора.

2. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| $t,$ | $l_0,$ | $l_m,$ | $l_m^{\text{ср}},$ | $l_m^{\text{ср}} - l_0,$ | $\alpha,$ |
|------|--------|--------|--------------------|--------------------------|-----------|
| | | | | | |

2. Заполните сосуд 5 водой.

3. Снимите зажим 7 и измерьте уровень жидкости в манометре l_0 , соответствующий атмосферному давлению в капилляре. Поставьте зажим на место. Снимите показания термометра, измеряющего температуру t жидкости в пробирке.

4. Откройте кран 6 так, чтобы вода по каплям вытекала из сосуда 5 в колбу 4 и не закрывайте его до окончания всех измерений. Следите за изменением уровня жидкости в манометре, который будет постепенно опускаться до значения l_m , затем резко возрастать, опять опускаться и т. д.

5. Измерьте несколько раз l_m и вычислите среднее значение $l_m^{\text{ср}}$ при данной температуре.

6. По формуле (79) сделайте контрольный расчет коэффициента поверхностного натяжения и результат обсудите с преподавателем.

7. Включите в сеть автотрансформатор 11, подайте на нагреватель напряжение 150÷200 В и следите за температурой. Когда она поднимется на 10°, уменьшите напряжение нагревателя до 15÷20 В. Чтобы температура была равномерна по всему объему сосуда 8, используйте мешалку.

8. Выждав 1–2 мин, проведите измерения по п. 5. Аналогичные измерения проведите через каждые 10°, нагревая воду до 80°–90°С. При этом следите за тем, чтобы на нижнем конце трубки 12, соединяющей пробирку 2 с атмосферой, не образовалась пробка из сконденсировавшихся паров воды.

9. Рассчитайте значения α для каждой температуры и постройте график зависимости $\alpha = f(t)$. Объясните ход этой зависимости.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что такое сфера молекулярного действия? Каковы причины особых свойств поверхностного слоя жидкости? 2. Почему малая капля жидкости, взвешенная в воздухе, принимает сферическую форму? 3. Приведите определение коэффициента поверхностного натяжения. Как направлены силы поверхностного натяжения? 4. Запишите формулу Лапласа для дополнительного давления под искривленной поверхностью жидкости. 5. Что такое краевой угол? 6. Как направлена результирующая сила молекулярного действия на молекулу ртути, расположенную вблизи плоской границы раздела ртути и стекла? 7. Выведите формулу для высоты подъема жидкости в случае цилиндрического капилляра. 8. Поясните метод измерения коэффициента поверхностного натяжения с помощью прибора Ребиндера.

Лабораторная работа № 10
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И УДЕЛЬНОЙ
ТЕПЛОТЫ ПЛАВЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВ

Цель работы: изучить закономерности фазовых переходов первого рода; определить температуру плавления кристаллического вещества (олова).

1. Теоретическое введение

Фазой называют совокупность всех частей термодинамической системы, обладающих одинаковым химическим составом, находящихся в одинаковом состоянии и ограниченных поверхностями раздела. Если, например, в закрытом сосуде находится вода, то эта система является *двухфазной*: жидкая фаза – вода; газообразная фаза – смесь воздуха с водяными парами. Если в воде будут еще и кусочки льда, то эта система будет трехфазной, в которой лед будет твердой фазой. Часто понятие «фаза» употребляется в смысле агрегатного состояния вещества, однако надо учитывать, что оно шире, чем понятие «агрегатное состояние». В пределах одного агрегатного состояния вещество может находиться в нескольких фазах, отличающихся своими свойствами, составом и строением (лед, например, встречается в пяти разных модификациях – фазах). Переход вещества из одной фазы в другую – *фазовый переход* – всегда связан с качественными изменениями свойств вещества.

Различают фазовые переходы двух типов: *фазовый переход I рода* (плавление, испарение, кристаллизация и др.) сопровождается поглощением или выделением теплоты (*теплота фазового перехода*). Фазовые переходы I рода характеризуются постоянством температуры, изменением объема и энтропии. Например, при плавлении телу нужно сообщить некоторое количество теплоты, чтобы вызвать разрушение кристаллической решетки. Подводимая при этом теплота идет не на нагревание тела, а на разрыв межатомных связей, поэтому плавление протекает при постоянной температуре. В подобных переходах – из более упорядоченного кристаллического состояния в менее упорядоченное жидкое состояние – степень беспорядка увеличивается, то есть этот процесс сопровождается возрастанием

энтропии системы. Если переход происходит в обратном направлении (кристаллизация), то система теплоту выделяет.

Фазовые переходы, которые не сопровождаются поглощением или выделением тепла и изменением объема, называют *фазовыми переходами II рода*. В этих переходах остается постоянной и энтропия, но скачкообразно изменяется теплоемкость вещества. Примером фазового перехода II рода могут служить превращение ферромагнетиков при температуре Кюри в парамагнетики, переход некоторых металлов и сплавов при $T \rightarrow 0$ в сверхпроводящее состояние и др.

2. Описание установки и метода измерений

Исследуемое вещество ИВ помещается в теплоизоляционную печь П (рис. 17).

Для измерения температуры вещества используют термопару, спай 1 которой помещается в сосуд с маслом, имеющим комнатную температуру (*холодный спай*), а 2 (*горячий спай*) контактирует с исследуемым веществом. Температура горячего спая определяется по формуле

$$t_2 = t_1 + \beta \varepsilon, \quad (80)$$

где $\beta = 1/\alpha$ – постоянная термопары, а ε – ее термоЭДС.

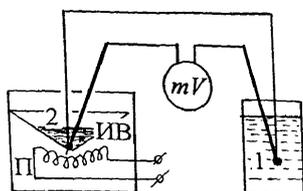


Рис. 17

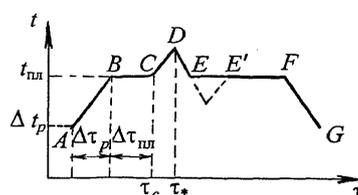


Рис. 18

На рис. 18 представлена зависимость температуры исследуемого вещества от времени. После включения нагревателя температура вещества начинает плавно повышаться (участок AB), пока не достигнет температуры плавления $t_{пл}$, которая зависит от рода вещества, наличия примесей, давления. Далее, несмотря на подвод теплоты, температура не меняется (участок BC). Подводимая энергия затрачивается на разрушение кристаллической решетки. Количество теплоты, затрачиваемое на

плавление единицы массы вещества при температуре плавления, называется *удельной теплотой плавления* и обозначается λ . Только после того, как все вещество расплавится, температура вновь будет повышаться (участок CD). Если в момент времени τ_* отключить нагреватель, жидкость начнет охлаждаться (участок DE), пока не достигнет $t_{пл}$. С этого момента жидкость начнет кристаллизироваться, и пока вещество не перейдет в кристаллическое состояние, температура остается постоянной (участок EF). Температура поддерживается постоянной за счет выделения теплоты кристаллизации, равной количеству теплоты, поглощенному при плавлении. После затвердевания всего вещества температура вновь начинает понижаться (участок FG).

Наличие четкой температуры плавления характерно только для кристаллических веществ. Некоторые вещества, например стекла, могут быть переохлаждены на сотни градусов. В этих веществах подвижность молекул мала и образование центров кристаллизации затруднено. Такие сильно переохлажденные жидкости практически теряют текучесть, приобретают твердость и другие свойства твердых тел, хотя кристаллическая решетка у них отсутствует. Подобные вещества называются *аморфными твердыми* веществами. У аморфных тел нет определенной температуры перехода в жидкое состояние. При нагревании вязкость их уменьшается, и они постепенно размягчаются. Можно лишь указать интервал температур, в пределах которого происходит размягчение.

Количество теплоты, выделяемое нагревателем в процессе плавления, равно $P\Delta\tau_{пл}$, где P – мощность нагревателя; $\Delta\tau_{пл}$ – время плавления кристаллического вещества. Для хорошо теплоизолированной печи можно считать, что все выделяемое тепло идет на плавление. Поэтому

$$P \cdot \Delta\tau_{пл} = m\lambda, \quad (81)$$

где m – масса вещества, λ – удельная теплота плавления.

Мощность нагревателя можно определить по скорости разогрева печи после включения нагревателя. До начала плавления количество теплоты, выделяемое нагревателем за некоторый промежуток времени $\Delta\tau_p$ (время разогрева), идет на увеличение температуры печи и исследуемого вещества на величину Δt_p , то есть

$$P \cdot \Delta\tau_p = (cm + c_n)\Delta t_p, \quad (82)$$

где c – удельная теплоемкость вещества; c_n – теплоемкость печи.

Получив из (82) выражение для P и подставив его в (81), находим

$$\lambda = \frac{\Delta\tau_{пл} (c_n + c \cdot m)}{\Delta\tau_p \cdot m} \Delta t_p. \quad (83)$$

4. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов заносите в таблицу.

| | | | | |
|--------------------|---|---|----------|----|
| τ , мин | 0 | 1 | 2, . . . | 40 |
| n , дел | | | | |
| ε , мВ | | | | |
| t_1 , °C | | | | |
| t_2 , °C | | | | |

2. Измерьте температуру t_1 масла в сосуде, где находится холодный спай термопары. Считайте, что она остается постоянной в течение всего опыта.

3. Определите цену k малого деления милливольтметра и подключите его к сети.

4. Включите печь. Когда стрелка милливольтметра придет в движение, включите секундомер и через каждую минуту записывайте показания милливольтметра (n – число малых делений).

5. Поскольку измерения будут проводиться длительный промежуток времени (около 40 мин), по мере снятия n определяйте параллельно термоЭДС $\varepsilon = kn$ и температуру горячего спая t_2 по формуле (80). Постоянная термопары $\beta = 27^\circ\text{C}/\text{мВ}$.

6. После завершения процесса плавления темп изменения показаний милливольтметра резко возрастает (участок CD на рис. 18). Время τ_c , соответствующее началу этого перехода (точка C), постарайтесь зафиксировать как можно точнее. После регистрации τ_c сделайте еще 2–3 измерения и выключите печь.

7. Постройте график зависимости $t_2 = f(\tau)$ и с его помощью определите время разогрева $\Delta\tau_{пл}$ и температуру плавления $t_{пл}$.

8. По уравнению (83) рассчитайте удельную теплоту плавления олова, учитывая, что $m = 0,15$ кг; $c = 252$ Дж/(кг·К); $c_{пл} = 120$ Дж/К.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение фазы вещества. 2. Что такое фазовые переходы? Приведите примеры. 3. Охарактеризуйте особенности фазовых переходов I и II рода. 4. Объясните ход зависимости температуры от времени при нагревании кристаллического вещества. 5. Дайте определение удельной теплоты плавления. Как измеряется эта величина в данном опыте?

Лабораторная работа № 11 ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ МОСТА УИТСТОНА

Цель работы: изучить законы постоянного электрического тока; освоить мостовой метод измерения сопротивлений.

1. Теоретическое введение

Электрический ток – это упорядоченное движение заряженных частиц. Характеристикой электрического тока является сила тока I – физическая величина, численно равная электрическому заряду, проходящему через поперечное сечение проводника в единицу времени:

$$I = dq/dt . \quad (84)$$

Если сила тока с течением времени не изменяется, то такой электрический ток называется *постоянным*.

Если участок электрической цепи не содержит источников тока, то такой участок цепи называется *однородным*. *Закон Ома для однородного участка цепи:*

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2) / R , \quad (85)$$

где $\varphi_1 - \varphi_2$ – разность потенциалов на концах участка цепи; R – сопротивление этого участка цепи.

Если участок электрической цепи содержит последовательно соединенный резистор и источник тока, то такой участок цепи называется *неоднородным*. *Закон Ома для неоднородного участка цепи:*

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2 \pm \varepsilon) / (R + r) , \quad (86)$$

где ε – электродвижущая сила источника тока с внутренним сопротивлением r . Если такую электрическую цепь замкнуть, то для нее будет выполняться *закон Ома для замкнутой цепи:*

$$I = \varepsilon / (R + r) , \quad (87)$$

где R – сопротивление внешнего участка цепи.

Для расчета разветвленных электрических цепей используют правила Кирхгофа.

Первое правило Кирхгофа записывается для узлов разветвленной цепи и основывается на законе сохранения заряда. Согласно этому правилу, алгебраическая сумма токов, сходящихся

в узле, равна нулю, то есть $\sum_{k=1}^n I_k = 0$. Узлом называют такую точку

разветвленной цепи, в которой сходятся три и более проводника. Токи, направленные к узлу, считаются положительными, а токи, направленные от узла, считаются отрицательными.

Второе правило Кирхгофа записывается для любых замкнутых контуров разветвленной цепи и основывается на законах Ома для однородного и неоднородного участков цепи. Согласно этому правилу, алгебраическая сумма падений напряжений на всех участках замкнутого контура разветвленной цепи равна алгебраической сумме ЭДС, содержащихся в этом контуре, то есть $\sum_{k=1}^n I_k \cdot R_k = \sum_{k=1}^m \epsilon_k$. Падение напряжения $U_k = I_k R_k$

считается положительным, если направление соответствующего тока совпадает с направлением обхода контура (выбранным заранее), и отрицательным в противоположном случае. ЭДС считается положительной, если она стремится создать во внешнем участке контура ток, который по направлению совпадает с направлением обхода контура (то есть если при обходе контура мы идем от «-» к «+» внутри источника ЭДС), и отрицательной в противоположном случае (если при обходе контура мы идем от «+» к «-» внутри источника ЭДС).

2. Описание установки и метода измерений

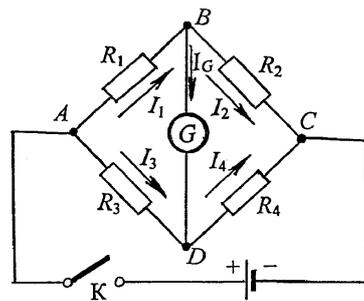


Рис. 19

Мост Уитстона состоит из четырех сопротивлений, соединенных в замкнутый четырехугольный контур (рис. 19), каждая сторона которого называется *плечом* моста. В одну (измерительную) диагональ такого контура включается гальванометр G , а в другую – источник тока ϵ . При произвольных

сопротивлениях R_1, R_2, R_3, R_4 в них будут протекать соответствующие токи I_1, I_2, I_3, I_4 . И в измерительной диагонали гальванометр G покажет некоторый ток. Такой мост называется *неуравновешенным*. Однако сопротивления плеч моста можно подобрать так, чтобы ток в цепи гальванометра отсутствовал ($I_G = 0$). Такой мост называется *уравновешенным*. Это достигается при определенном соотношении между сопротивлениями плеч моста. Установим это соотношение.

Согласно второму правилу Кирхгофа: для контура ABD (см. рис. 19) $I_1 \cdot R_1 - I_3 \cdot R_3 = 0$, или $I_1 \cdot R_1 = I_3 \cdot R_3$; для контура BCD $I_2 \cdot R_2 - I_4 \cdot R_4 = 0$, или $I_2 \cdot R_2 = I_4 \cdot R_4$. Если разделим первое уравнение на второе, то получим $\frac{I_1 \cdot R_1}{I_2 \cdot R_2} = \frac{I_3 \cdot R_3}{I_4 \cdot R_4}$. Так как ток

через гальванометр не идет ($I_G = 0$), то, согласно первому правилу Кирхгофа, $I_1 = I_2$ для узла B и $I_3 = I_4$ для узла D . Учитывая это, получаем

$$R_1/R_2 = R_3/R_4. \quad (88)$$

Следовательно, пользуясь мостом Уитстона, можно по известным трем сопротивлениям определить неизвестное четвертое. Например:

$$R_x = R_1 = R_2 \cdot R_4 / R_3. \quad (89)$$

Таким образом, сущность *мостового метода* измерения электрических сопротивлений состоит в сравнении R_x с образцовыми сопротивлениями R_2, R_3, R_4 , хотя бы одно из которых для создания условия равновесия должно быть регулируемым.

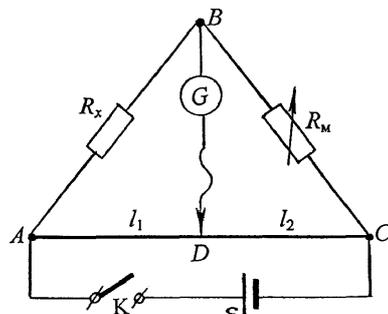


Рис. 20

На практике сопротивления R_3 и R_4 обычно заменяют реохордом. Реохорд представляет собой калиброванную проволоку с большим удельным сопротивлением, по которой может скользить подвижный контакт D . Если собрать схему (рис. 20), состоящую из

реохорда AC , неизвестного сопротивления R_x и магазина сопротивлений R_m , то процесс уравнивания моста значительно упрощается: необходимо только передвигать контакт D до тех пор, пока стрелка гальванометра при включенном источнике тока не установится на нулевом делении.

Поскольку $R = \rho \cdot l/S$ (где ρ – удельное сопротивление и S – площадь поперечного сечения реохорда), то $R_3/R_4 = l_1/l_2$, где l_1 и l_2 – части длины проводника реохорда, на которые ее делит контакт D в данном положении. Тогда с учетом того что $R_1 = R_x$, $R_2 = R_m$, формула (89) примет вид

$$R_x = R_m \frac{l_1}{l_2} . \quad (90)$$

Точность измерения сопротивления с помощью моста Уитстона достаточно высока, если величина измеряемого сопротивления не превышает сопротивление реохорда в 100 раз, а длины плеч реохорда l_1 и l_2 мало отличаются друг от друга.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| Измеряемое сопротивление | l_1 , | l_2 , | R_m , | R_x , | $R_{\text{ср}}$, |
|--------------------------|---------|---------|---------|---------|-------------------|
| R_1 | | | | | |
| R_2 | | | | | |

| | | | | | |
|--------------------------------|--|--|--|--|--|
| R_3 | | | | | |
| Последовательное соединение | | | | | |
| Параллельное соединение | | | | | |

2. Соберите электрическую цепь согласно рис. 20. В качестве R_x включите одно из измеряемых сопротивлений. После проверки преподавателем собранной схемы приступите к измерениям.

3. Установите подвижный контакт D посередине реохорда и подберите такое сопротивление R_m магазина, чтобы в измерительной диагонали гальванометра ток исчез.

4. Изменяя дважды плечи реохорда l_1 (и l_2) в пределах не более 10 см каждое, опять уравновесьте мост. По формуле (90) рассчитайте R_x . Аналогично выполните измерения второго и третьего сопротивлений, а также их общего сопротивления при последовательном и параллельном соединении.

5. Используя средние значения R_1 , R_2 и R_3 , по формулам $R_{\text{послед}} = R_{1\text{ср}} + R_{2\text{ср}} + R_{3\text{ср}}$ и $1/R_{\text{парал}} = 1/R_{1\text{ср}} + 1/R_{2\text{ср}} + 1/R_{3\text{ср}}$ рассчитайте их общее сопротивление при последовательном и параллельном соединении. Сравните данные расчетов с результатами измерений.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что такое электрический ток, сила тока, ЭДС, разность потенциалов? В каких единицах они измеряются? 2. От чего зависит сопротивление R однородного проводника? 3. Сформулируйте законы Ома. 4. Сформулируйте и поясните правила Кирхгофа. 5. В чем состоит сущность мостового метода измерения сопротивления?

Лабораторная работа № 12
ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА ВИДЕМАНА – ФРАНЦА

Цель работы: изучить температурную зависимость удельной проводимости металла; определить число Лоренца в законе Видемана – Франца.

1. Теоретическое введение

Высокие значения проводимости металлов объясняются наличием огромного числа свободных носителей заряда – *электронов проводимости*, которые совершают хаотическое тепловое движение, перемещаясь по всему объему кристалла. Согласно классической электронной теории, электроны проводимости рассматриваются как электронный газ, обладающий свойствами идеального одноатомного газа. В процессе движения электроны сталкиваются с ионами кристаллической решетки. Поэтому можно говорить о средней длине их свободного пробега $\bar{\lambda}$, которая по порядку величины равна периоду кристаллической решетки. Тепловое движение электронов вследствие своей хаотичности не может привести к возникновению тока в проводнике. Если к проводнику приложить внешнее электрическое поле, то на хаотическое тепловое движение, средняя скорость которого \bar{v}_T , накладывается упорядоченное движение со средней скоростью \bar{u} (скоростью дрейфа). В результате этого все электроны под действием поля смещаются в сторону, противоположную вектору напряженности электрического поля, и в проводнике возникает электрический ток. Плотность тока

$$j = n_0 \cdot e \cdot \bar{u} , \quad (91)$$

где n_0 – концентрация электронов в металле; e – заряд электрона.

Расчеты показывают, что скорость дрейфа $\bar{u} \ll \bar{v}_T$.

Изложенные представления классической электронной теории дают возможность объяснить некоторые закономерности явлений электропроводности и теплопроводности металлов.

Предположим, что при соударениях с узлами кристаллической решетки электроны полностью теряют скорость \bar{u} упорядоченного движения (неупругий удар), которую они

приобретают под действием внешнего электрического поля за время $\bar{\tau}$ свободного пробега. Если поле однородное, то на каждый электрон действует постоянная сила $F = e \cdot E$ и скорость его упорядоченного движения к концу пробега будет равна $u_{max} = a \cdot \bar{\tau} = e \cdot E \cdot \bar{\tau} / m$. Так как электрон между соударениями движется равноускоренно, то средняя скорость дрейфа $\bar{u} = 1/2 u_{max} = e \cdot E \cdot \bar{\tau} / (2 \cdot m)$. Не учитывая распределения электронов по скоростям, считая, что их скорость одинакова и равна $\bar{u} + \bar{v}_T$, а также пренебрегая \bar{u} по сравнению с \bar{v}_T , получим время свободного пробега $\bar{\tau} = \bar{\lambda} / \bar{v}_T$. Тогда

$$\bar{u} = e \cdot E \cdot \bar{\lambda} / (2 \cdot m \cdot \bar{v}_T) . \quad (92)$$

Подставив (92) в (91), получим плотность тока

$$j = e \cdot n_0 \cdot \bar{\lambda} \cdot E / (2 \cdot m \cdot \bar{v}_T) . \quad (93)$$

Сравнив выражение (93) с законом Ома в дифференциальной форме $j = \sigma \cdot E$, получим, что

$$\sigma = e \cdot n_0 \cdot \bar{\lambda} / (2 \cdot m \cdot \bar{v}_T) , \quad (94)$$

где σ есть величина, не зависящая от напряженности поля, которая называется *удельной проводимостью металла* ($\sigma = 1/\rho$, где ρ – удельное сопротивление). Очевидно, что электропроводность металла тем больше, чем больше концентрация электронов n_0 и чем больше длина их свободного пробега $\bar{\lambda}$. Таким образом, согласно классическим представлениям, электрическое сопротивление металлических проводников обусловлено неупругими соударениями свободных электронов с ионами, находящимися в узлах кристаллической решетки.

Известно, что металлы обладают хорошей электропроводностью и теплопроводностью. Г. Видеман и Р. Франц на основании опытных данных пришли к заключению, что отношение коэффициента теплопроводности α к удельной электропроводности σ для всех металлов при одинаковой температуре приблизительно одинаково и увеличивается пропорционально абсолютной температуре (*закон Видемана – Франца*):

$$\alpha / \sigma = L \cdot T , \quad (95)$$

где L – число Лоренца, одинаковое практически для всех металлов при комнатной и более высоких температурах.

Классическая электронная теория объясняет эту закономерность. Действительно, электроны проводимости, перемещаясь в металле, переносят не только электрический заряд, но и присущую им энергию беспорядочного теплового движения, то есть осуществляют перенос тепла. Так как ионы кристаллической решетки принимают небольшое участие в процессе теплопроводности, то практически все тепло переносится электронами. Поэтому, используя молекулярно-кинетическую теорию для коэффициента теплопроводности идеального одноатомного газа, можно получить выражение для коэффициента теплопроводности электронного газа:

$$\alpha = k \cdot n_0 \cdot \bar{\lambda} \cdot \bar{v}_T / 2, \quad (96)$$

где k – постоянная Больцмана. Если разделим выражение (96) на выражение (94), а $m \cdot \bar{v}_T^2 / 2$ заменим на $3kT/2$, то получим теоретическое выражение закона Видемана – Франца:

$$\alpha / \sigma = (3 \cdot k^2 / e^2) \cdot T. \quad (97)$$

Число Лоренца $L = 3 \cdot k^2 / e^2 = 2,23 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}^2 / (\text{Кл}^2 \cdot \text{К}^2)$. Это значение удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Квантовая теория металлов для числа Лоренца дает значение

$$L = 2 \cdot \pi / 3 \cdot k^2 / e^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}^2 / (\text{Кл}^2 \cdot \text{К}^2). \quad (98)$$

2. Описание установки и метода измерений

Схема установки для выполнения измерений приведена на рис. 21.

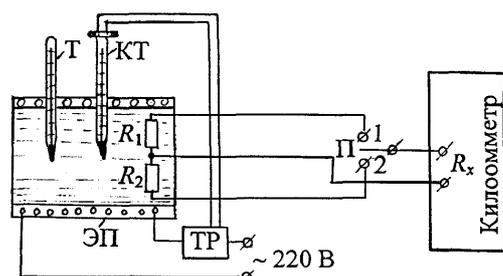


Рис. 21

Проволочные сопротивления R_1 и R_2 , изготовленные из исследуемых материалов, размещены в электрической печи ЭП. Для задания и

поддержания требуемой температуры служит контактный термометр КТ и терморегулятор ТР. Температура в печи контролируется ртутным термометром Т. Сопротивление проволочных резисторов измеряется с помощью цифрового килоомметра. Переключатель П дает возможность подключать к килоомметру поочередно измеряемые сопротивления R_1 и R_2 .

Число Лоренца определяется из графика экспериментальной зависимости $\alpha/\sigma = f(T)$, где удельная проводимость $\sigma = 1/\rho$ рассчитывается по измеренному сопротивлению R ($R = \rho l/S$; l – длина, S – площадь сечения проволочного сопротивления), а коэффициент теплопроводности α находится из справочных данных, представленных графически в приложении.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $t, ^\circ\text{C}$ | $T,$ | $R_1,$ | $R_2,$ | $\sigma,$ | $\alpha,$ | α/σ |
|-----|---------------------|------|--------|--------|-----------|-----------|-----------------|
| | | | | | | | |

2. Ознакомьтесь с расположением и назначением отдельных приборов установки. С помощью цифрового килоомметра измерьте сопротивления двух проволочных резисторов до нагревания (при комнатной температуре).

3. Установите по контактному термометру температуру $t = 30^\circ\text{C}$. Подключите электрическую цепь к сети. Нагревание до 45°C следует проводить при уменьшенной мощности нагревателя ЭП, для этого нужно ввести реостат печи. Через 2–3 мин после достижения заданной температуры измерьте R_1 и R_2 .

4. Проведите аналогичные измерения до $90\text{--}100^\circ\text{C}$, задавая контактным термометром температуру через 10°C .

5. Для одного из металлов при всех значениях температуры рассчитайте удельную электропроводность по формуле $\sigma = l/SR$ (l и S указаны на установке). Используя справочные данные для коэффициента теплопроводности α этого металла (представленные в виде графика $\alpha = \alpha(T)$), найдите отношение α/σ для каждой измеренной температуры.

6. Постройте график зависимости $\alpha/\sigma = f(T)$. Проверьте выполняемость закона Видемана – Франца и по графику

определите число Лоренца $L = \frac{\Delta(k/\sigma)}{\Delta t}$. Сравните полученное экспериментальное значение с теоретическим.

7. Постройте зависимость $R = R(t)$ для другого металла. С помощью графика и формулы $R = R_0(1 + \alpha \cdot t)$ определите: R_0 – сопротивление при 0°C и $\alpha = (1/R_0) \cdot (\Delta R/\Delta t)$ – температурный коэффициент сопротивления.

4. Вопросы для самоконтроля

1. На основе классической электронной теории выведите выражение для удельной проводимости металлов. 2. Запишите уравнение закона Ома в дифференциальной форме. Поясните его. 3. Запишите закон Видемана – Франца. Поясните его. 4. Запишите и поясните формулу зависимости удельного сопротивления металлов от температуры. 5. Поясните, каким образом Вы проверили выполнение закона Видемана – Франца для исследуемого металла.

Лабораторная работа № 13
ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ВАКУУМНОГО ДИОДА
И ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

Цель работы: изучить явление термоэлектронной эмиссии и работу вакуумного диода; измерить вольтамперные характеристики вакуумного диода; определить удельный заряд электрона.

1. Теоретическое введение

Согласно классической электронной теории, электроны проводимости в металлах движутся хаотически. Для того чтобы электроны покинули металл (произошла *электронная эмиссия*), они должны преодолеть задерживающее электрическое поле, существующее на границе металл – вакуум. Наличие этого поля объясняется следующими причинами. Электроны, обладающие достаточно большой кинетической энергией, удаляясь из проводника, индуцируют на его поверхности положительный заряд. С другой стороны, вылетевшие электроны создают вблизи поверхности металла электронное облако, которое вместе с наружным слоем положительных ионов решетки образует *двойной электрический слой* толщиной несколько межатомных расстояний. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ электрического поля двойного слоя называется *поверхностным скачком потенциала*. На преодоление потенциального барьера этого слоя вылетающему электрону необходимо затратить энергию, равную работе сил электрического поля двойного слоя $A = e \cdot \Delta\varphi$.

Для удаления за пределы металла разным электронам нужно сообщить неодинаковую энергию. Минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону, чтобы он покинул металл, называется *работой выхода*. Работа выхода обычно выражается в электронвольтах ($1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж). Эта величина слабо зависит от температуры, но очень чувствительна к состоянию поверхности металла и его структуре.

В зависимости от того, каким способом сообщается энергия электронам, различают разные типы электронной эмиссии. Если электроны получают энергию за счет нагревания тела, то говорят о *термоэлектронной эмиссии*. Явление вырывания электронов с поверхности тел (главным образом металлов) под действием

излучения называют *фотоэлектронной* эмиссией. Если энергия сообщается электронам при бомбардировке поверхности металла какими-либо частицами (ионами, электронами), то имеет место *вторичная электронная* эмиссия.

Явление термоэлектронной эмиссии лежит в основе работы электронных ламп, электронно-лучевых трубок и других приборов. Простейшей электронной лампой является двухэлектродная (диод). *Диод* представляет собой стеклянный или металлический баллон, откачанный до глубокого вакуума, с двумя электродами – анодом А и катодом К (рис. 22). Обычно анод имеет форму кругового цилиндра, а катод – проволочной спирали из тугоплавкого металла (вольфрам, молибден и др.), натянутой вдоль оси этого цилиндра.

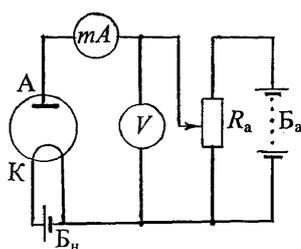


Рис. 22

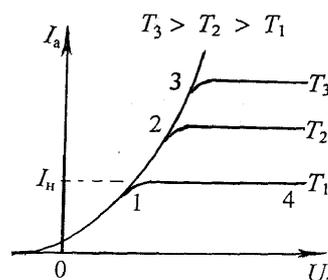


Рис. 23

При включении диода в электрическую цепь (рис. 22) нить накала (катод), нагреваясь до определенной температуры, будет испускать электроны, образующие вокруг катода отрицательный пространственный заряд – электронное облако. Если анодное напряжение U_a равно нулю, то облако задерживает вылетающие из катода электроны и возвращает их обратно. Однако небольшое число самых быстрых электронов все же достигает анода, поэтому в анодной цепи будет течь очень малый ток (рис. 23). С увеличением анодного напряжения, измеряемого вольтметром V , все большее число электронов вытягивается из облака электрическим полем к аноду и анодный ток I_a возрастает в соответствии с участком кривой 0–1. При определенном значении U_a (температура катода предполагается постоянной) электронное облако полностью рассасывается и все вылетевшие из катода электроны за каждую

единицу времени достигают анода. Анодный ток в этом случае достигает своего максимального значения и называется *током насыщения* I_n . Далее ток перестает практически зависеть от анодного напряжения (участок 1–4). График зависимости анодного тока от анодного напряжения (кривая 0–1–4) называется *вольтамперной характеристикой диода*. С повышением температуры катода ток насыщения возрастает, начальные же участки характеристики (кривая 0–1–2–3) совпадают (см. рис. 23).

В интервале сравнительно малых значений напряжения между анодом и катодом (при наличии пространственного заряда – кривая 0–1–2–3) зависимость $I_a = I_a(U_a)$ выражается *законом Бомуславского–Ленгмюра*, или законом «трех вторых»:

$$I_a = B \cdot U_a^{3/2}, \quad (99)$$

где B – коэффициент, характеризующий форму и размеры электродов, не зависящий от температуры катода. В случае коаксиальных цилиндрических электродов

$$B = 3,94 \cdot \epsilon_0 (l/r\beta^2) \cdot \sqrt{e/m}, \quad (100)$$

где ϵ_0 – *электрическая постоянная*; l – длина катода; r – радиус анода; β – коэффициент, зависящий от отношения радиусов анода и катода; e – заряд электрона; m – масса электрона.

Основной характеристикой термоэлектронной эмиссии катода является величина тока насыщения. Исходя из квантовых представлений установлено, что плотность тока насыщения

$$j_n = B' \cdot T^2 \cdot \exp(-A/kT). \quad (101)$$

Выражение (101) называется *формулой Ричардсона–Дешмана*. В этой формуле B' – эмиссионная постоянная; T – абсолютная температура катода; A – работа выхода электрона из металла; k – постоянная Больцмана.

Из (101) следует, что эмиссионная способность катода зависит от его температуры и работы выхода электрона.

2. Описание установки и метода измерений

Схема цепи для выполнения измерений приведена на рис. 24.

Анодное напряжение U_a подается от выпрямителя. Величина U_a регулируется делителем напряжения R_a и измеряется вольтметром V . Анодный ток измеряется миллиамперметром mA , напряжение накала подается от понижающей обмотки

трансформатора

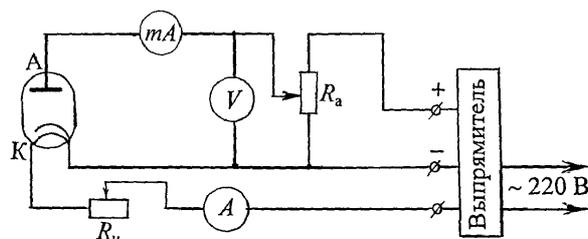


Рис. 24

выпрямителя. Ток накала регулируется реостатом R_n и измеряется амперметром A . Параметры радиолампы 2Ц2С: длина катода $l = 9 \cdot 10^{-3}$ м; радиус анода $r = 9,6 \cdot 10^{-3}$ м; отношение радиусов цилиндрических электродов приблизительно равно 10, поэтому $\beta = 0,98$.

Из формулы (100) с учетом заданных параметров лампы выразим e/m – удельный заряд электрона – отношение заряда электрона к его массе:

$$e/m = 6,7 \cdot 10^{-2} (B/\epsilon_0)^2. \quad (102)$$

При определении удельного заряда электрона описанным методом могут возникать погрешности до 20%, не зависящие от точности используемых приборов. Основные причины этих погрешностей следующие. При выводе уравнения (100) предполагалось, что начальные скорости электронов, испускаемых катодом, равны нулю. В действительности термоэлектроны распределены по скоростям в соответствии с законом Максвелла. Неточности будут и из-за некоторой асимметрии системы электродов лампы. Кроме того, если баллон не очень хорошо откачан, то уже при сравнительно невысоких анодных напряжениях будет происходить ионизация газа. Возникшие положительные ионы вызовут частичную нейтрализацию отрицательного пространственного заряда, и поэтому анодный ток будет возрастать быстрее, чем это следует из закона «трех вторых».

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы

измерения величин заносите в таблицу.

| i | $U_a,$ | $U_a^{3/2},$ | $I_a,$ | | | $B,$ | $\frac{e}{m},$ | $\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{ср}},$ |
|-----|--------|--------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------|----------------|---|
| | | | $I_{1 \text{ накл}}=$ | $I_{2 \text{ накл}}=$ | $I_{3 \text{ накл}}=$ | | | |
| | | | | | | | | |

2. По схеме (см. рис. 24) проследите соединение приборов и устройств, включенных в анодную цепь лампы и в цепь накала. Уясните назначение этих приборов и устройств и приемы управления ими. Определите цену деления шкалы каждого из используемых измерительных приборов. Реостат R_n полностью введите, а R_a выведите. С разрешения преподавателя подключите установку к сети.

3. Установите по амперметру в цепи накала ток $I_{\text{накл}} = 1,75 \text{ А}$ и, изменяя анодное напряжение U_a от 0 до 200 В через каждые 20 В, снимите показания I_a миллиамперметра.

4. Выполните такие же измерения еще при двух других значениях $I_{\text{накл}} < 1,75 \text{ А}$.

5. Постройте вольтамперную характеристику диода при $I_{\text{накл}} = 1,75 \text{ А}$.

6. Постройте три графика зависимости анодного тока I_a от анодного напряжения U_a в степени три вторых при разных токах накала $I_{\text{накл}}$. Установите, в каком интервале анодных напряжений выполняется закон Богуславского–Ленгмюра.

7. Используя начальные (линейные) участки графиков $I_a = f(U_a^{3/2})$, найдите значения их угловых коэффициентов $\Delta I_a / (\Delta U_a^{3/2})$. Они равны коэффициенту B уравнения (99).

8. По формуле (102) рассчитайте удельный заряд электрона e/m , используя найденные значения B , и установите единицу измерения этой величины. Определите среднее значение удельного заряда $(e/m)_{\text{ср}}$ и сравните его с табличным.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение работы выхода электрона. От чего зависит эта величина?
2. Перечислите типы электронной эмиссии и приведите примеры их использования.
3. Зарисуйте схематично вольтамперную характеристику вакуумного диода. Поясните ее.
4. В каком интервале значений анодного напряжения

выполняется закон «трех вторых»? 5. Какая величина является характеристикой термоэлектронной эмиссии катода? 6. От чего зависит величина плотности тока насыщения?

Лабораторная работа № 14
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА
ИЗ МЕТАЛЛА

Цель работы: изучить явление термоэлектронной эмиссии и работу вакуумного диода; ознакомиться с методом определения работы выхода электрона.

1. Теоретическое введение

Изучите теоретическое введение к лабораторной работе № 13.

2. Описание установки и метода измерений

Известно, что величина плотности тока насыщения j_n может быть определена по формуле Ричардсона – Дешмана (101). С учетом того, что сила тока насыщения $I_n = j_n \cdot S$ (S – площадь поверхности катода), получим

$$I_n = B \cdot T^2 \cdot S \cdot \exp(-A/kT). \quad (103)$$

Выведем формулу для расчета работы выхода A . Считая, что она практически не зависит от температуры, запишем (103) для двух различных температур T_1 и T_2 катода, которым соответствуют значения силы тока насыщения I_{n1} и I_{n2} .

$$I_{n1} = B \cdot T_1^2 \cdot S \cdot \exp(-A/kT_1) \quad \text{и} \quad I_{n2} = B \cdot T_2^2 \cdot S \cdot \exp(-A/kT_2). \quad (104)$$

Взяв отношение выражений (104) и прологарифмировав его, получим

$$A = k \cdot T_1 \cdot T_2 / (T_2 - T_1) \cdot [\ln(I_{n2}/I_{n1}) - 2 \cdot \ln(T_2/T_1)]. \quad (105)$$

Так как работу выхода выражают в электронвольтах, перепишем формулу (105) с учетом того, что $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Расчетная формула для работы A примет вид

$$A = 8,93 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \cdot [\ln(I_{n2}/I_{n1}) - 2 \cdot \ln(T_2/T_1)]. \quad (106)$$

Схема цепи для выполнения измерений представлена на рис. 25.

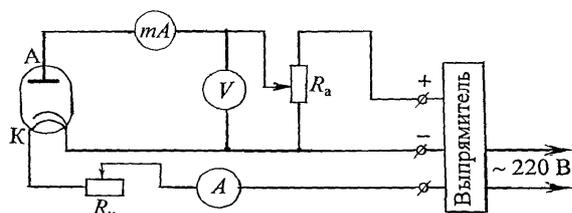


Рис. 25

Источником необходимых напряжений служит выпрямитель.

Величина анодного напряжения U_a регулируется делителем R_a и измеряется вольтметром V_1 , сила анодного тока I_a измеряется миллиамперметром mA . Для измерения напряжения накала $U_{нак}$ используется вольтметр V_2 . Сила тока накала $I_{нак}$ в цепи катода регулируется переменным резистором R_{Π} и измеряется амперметром A .

Для расчета работы выхода по формуле (106) необходимо знать температуру катода. В данной лабораторной работе она определяется косвенным путем. Так как в лабораторной установке используется электронная лампа с катодом косвенного подогрева, то можно воспользоваться следующим способом определения его температуры. Зная $U_{нак}$ и $I_{нак}$, на основе закона Ома можно найти сопротивление катода $R_t = U_{нак}/I_{нак}$ при данной температуре t . Затем по графику зависимости сопротивления катода от температуры $R_t = f(T)$, которая была предварительно экспериментально измерена для данной лампы, можно определить температуру ее катода (график $R_t = f(T)$ прилагается).

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | U_a , | I_a , | | | | | |
|-----|---------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| | | $I_{1\text{нак}}=$ | $U_{1\text{нак}}=$ | $I_{2\text{нак}}=$ | $U_{2\text{нак}}=$ | $I_{3\text{нак}}=$ | $U_{3\text{нак}}=$ |
| | | $R_{t1}=$ | $T_1=$ | $R_{t2}=$ | $T_2=$ | $R_{t3}=$ | $T_3=$ |

2. По схеме (см. рис. 25) проследите соединение приборов и устройств, включенных в анодную цепь лампы и в цепь накала. Уясните назначение этих приборов и устройств и приемы управления ими. Определите цену деления шкалы каждого из используемых измерительных приборов. Реостат R_{Π} полностью введите, а R_a выведите. С разрешения преподавателя подключите установку к сети.

3. Установите по амперметру A силу тока $I_{нак}$ в цепи накала (значения тока накала указаны на установке) и измерьте вольтметром V_2 соответствующее ему значение $U_{нак}$. Изменяя анодное напряжение U_a от 0 до 240 В через каждые 20 В (по

вольтметру V_1), снимите показания I_a миллиамперметра.

4. Выполните аналогичные измерения для двух других значений тока накала $I_{\text{нак}}$.

5. Рассчитайте сопротивления накала R_f при заданных режимах работы катода. По прилагаемому графику определите соответствующие значения температуры катода.

6. Постройте вольтамперные характеристики диода – графики зависимостей силы анодного тока от анодного напряжения при заданных условиях работы лампы. Определите значения силы тока насыщения при соответствующих температурах катода.

7. По формуле (106) рассчитайте значения работы выхода электрона для трех различных пар температур катода. Найдите среднее значение работы выхода.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение работы выхода электрона. От чего зависит эта величина? 2. Перечислите типы электронной эмиссии и приведите примеры их использования. 3. Дайте определение явлению термоэлектронной эмиссии. 4. Поясните ход полученных Вами вольтамперных характеристик вакуумного диода. 5. От чего зависит величина плотности тока насыщения? 6. Как Вы определили значение температуры катода лампы при различных режимах ее работы?

Лабораторная работа № 15 ГРАДУИРОВАНИЕ ТЕРМОПАРЫ

Цель работы: изучить термоэлектрические явления; проградуировать термопару.

1. Теоретическое введение

Если два различных металла привести в тесное соприкосновение, то между ними возникнет *контактная разность потенциалов*. Это явление открыл в 1795 г. итальянский физик А. Вольта, который экспериментально установил два закона (*законы Вольты*):

1) контактная разность потенциалов зависит лишь от химического состава и температуры соприкасающихся тел;

2) разность потенциалов между концами разомкнутой электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных различных проводников первого рода, при одинаковой температуре всех звеньев не зависит от природы промежуточных звеньев и определяется только химической природой крайних проводников.

Действительно, при тесном контакте двух разнородных проводников между ними возникает обмен электронами проводимости, который приводит к возникновению контактной разности потенциалов U_{12} . Ее величина зависит от природы соприкасающихся проводников и их температуры. Контактная разность потенциалов U_{12} состоит из двух слагаемых: $U_{12} = U_{12}^e + U_{12}^i$ (внешней – U_{12}^e и внутренней – U_{12}^i , то есть между внутренними точками металлов). Величина U_{12}^e обусловлена различием в значениях работы выхода электронов из контактирующих металлов:

$$U_{12}^e = (A_2 - A_1)/e. \quad (107)$$

Внутренняя контактная разность потенциалов, согласно классической электронной теории, определяется перепадом давления электронного газа на границе двух металлов. Если температура их одинакова, то

$$U_{12}^i = \frac{kT}{e} \cdot \ln(n_{01}/n_{02}), \quad (108)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; e – заряд электрона; n_{01} и n_{02} – концентрация электронов проводимости соответственно в первом и втором металлах.

Согласно квантовой теории, U_{12}^i возникает из-за различия энергий Ферми E_F электронов проводимости соприкасающихся проводников. Физический смысл энергии Ферми заключается в том, что при абсолютном нуле температур такой энергией обладают электроны, находящиеся на самом высоком заполненном энергетическом уровне. При $T = 0$ значение энергии Ферми $E_F(0)$ определяется только концентрацией n_0 электронов проводимости. С повышением температуры этот параметр очень незначительно изменяется. В области низких температур во многих случаях можно считать, что $E_F = E_F(0)$.

Рассмотрим замкнутую цепь (рис. 26 а), состоящую из двух разнородных металлических проводников, которые сварены между собой.

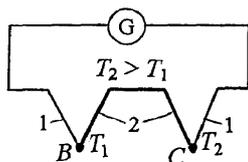


Рис. 26 а

В каждом из спаев (или контактов) B и C устанавливается равновесная контактная разность (скачок) потенциалов. Если температура контактов одинакова, то контактные разности потенциалов тоже одинаковы, противоположны по знаку и ток в цепи будет отсутствовать.

Однако если температура контактов неодинакова, то в цепи возникнет ЭДС, равная алгебраической сумме всех скачков потенциала. Это явление получило название *термоэлектричества*. Возникающая ЭДС называется *термоэлектродвижущей силой* ϵ_T , а рассматриваемая цепь – *термопарой*. На основе классической теории можно получить выражение для ϵ_T . При $T_2 > T_1$

$$\epsilon_T = U_{12} + U_{21} = (A_2 - A_1)/e + \frac{kT_1}{e} \cdot \ln(n_{01}/n_{02}) + (A_1 - A_2)/e + \frac{kT_2}{e} \cdot \ln(n_{02}/n_{01}) = \frac{k \cdot (T_2 - T_1)}{e} \ln(n_{01}/n_{02}) = \alpha \cdot (T_2 - T_1), \quad (109)$$

где коэффициент $\alpha = \frac{k}{e} \cdot \ln(n_{01}/n_{02})$ – *дифференциальная термоЭДС*, зависящая от концентраций электронов в металлах,

то есть от рода пары проводников.

Квантовая теория объясняет возникновение термоЭДС двумя причинами: 1) зависимостью энергии Ферми от температуры; 2) диффузией электронов. Уменьшение E_F с повышением температуры приводит к тому, что скачок потенциала при переходе от одного металла к другому в спаях, находившихся при разных температурах, оказывается неодинаковым, а сумма скачков потенциала отлична от нуля. Так как при $T_2 > T_1$ скорости хаотического движения электронов вблизи контакта B больше, чем вблизи контакта C , то возникнет диффузия носителей заряда к менее нагретому спаю. Поэтому вблизи *холодного спая* образуется избыток электронов, а вблизи более нагретого (*горячего спая*) – их недостаток. Это приводит к возникновению диффузионного вклада в термоЭДС.

В общем случае ϵ_T зависит нелинейно от разности ΔT температур спаев. В связи с этим для характеристики термоэлектрических свойств термопары используют дифференциальную термоЭДС $\alpha = \epsilon_T/\Delta T$, которая равна термоэлектродвижущей силе, возникающей при разности температур спаев в 1 К. Поэтому она зависит не только от рода данной пары проводников, но и от их температур T_1 и T_2 . Если разность ΔT не очень велика, то можно считать, что ϵ_T пропорциональна ΔT .

С помощью термопар можно с точностью до сотых долей градуса измерять температуру в широком интервале. Для этого термопару предварительно градуируют, то есть измеряют зависимость термоЭДС от разности температур спаев и по ней определяют дифференциальную термоЭДС α .

2. Описание установки и метода измерений

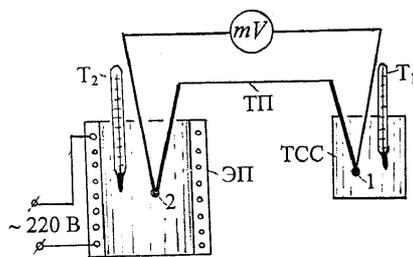


Рис. 26 б

Составными частями установки являются (рис. 26 б): ЭП – электрическая печь; mV – милливольтметр; ТП – термопара (железо – константан); ТСС – термостатирующий сосуд; T_1 и T_2 – ртутные термометры.

Холодный спай 1 термопары поддерживается при постоянной температуре (например, при комнатной). Спай 2, помещенный в электрическую печь, температура которой подлежит измерению, является горячим спаем.

Термоэлектродвижущая сила ϵ_T измеряется милливольтметром mV и пропорциональна разности температур Δt спаев 1 и 2:

$$\epsilon_T = \alpha \cdot (t_2 - t_1), \quad (110)$$

где α – дифференциальная термоЭДС, которая является практически постоянной величиной для данной термопары.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $t_1, ^\circ C$ | $t_2, ^\circ C$ | $\Delta t, ^\circ C$ | $\epsilon_T,$ | $\alpha,$ |
|-----|-----------------|-----------------|----------------------|---------------|-----------|
| | | | | | |

2. Убедитесь, что цепь установки собрана согласно рис. 26 б. Выясните функциональное назначение ее составных частей.

3. Отметьте показания t_1 и t_2 термометров T_1 и T_2 и с разрешения преподавателя включите электропечь в сеть.

4. Выполните измерения термоЭДС при разности температур спаев $t_2 - t_1$ от 0 до 120° через каждые 10°.

5. По данным измерений постройте график зависимости $\epsilon_T = f(\Delta t)$ (в соответствии с (110) график должен представлять собой линейную зависимость). На основе этого графика определите

дифференциальную термоЭДС α используемой термопары, которая равна тангенсу угла наклона прямой, то есть $\alpha = \Delta \varepsilon_T / \Delta t$.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что такое контактная разность потенциалов? Какими причинами она обусловлена? 2. Сформулируйте законы Вольта. 3. Что такое термопара? 4. Объясните сущность явления термоэлектричества. 5. Что понимают под дифференциальной термоЭДС? От чего она зависит?

Лабораторная работа № 16 ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

Цель работы: изучить движение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях; экспериментально определить удельный заряд электрона методом магнетрона.

1. Теоретическое введение

Удельным зарядом частицы называется отношение ее заряда q к массе m . Существуют разные методы определения удельного заряда частиц, основанные на закономерностях их движения в электрических и магнитных полях.

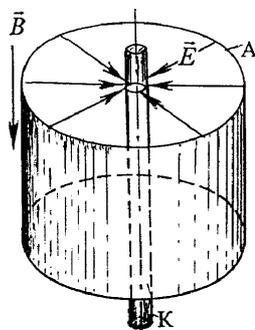


Рис. 27

Для измерения удельного заряда электрона e/m_e в данной работе используется метод магнетрона. Магнетрон представляет собой диод с коаксиальными цилиндрическими электродами, помещенный в постоянное однородное магнитное поле, магнитная индукция \vec{B} которого направлена вдоль оси электродов (рис. 27). Катод нагревается нитью накала и испускает электроны.

При наличии напряжения U_a в пространстве между электродами

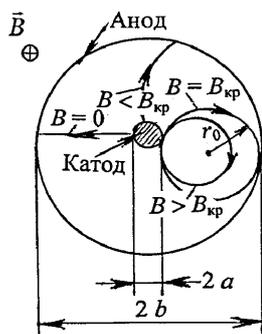


Рис. 28

возникает радиальное электрическое поле. Электроны движутся вдоль радиальных линий от катода к аноду под действием сил электрического поля $\vec{F}_{эл} = e \cdot \vec{E}$, где E – напряженность электрического поля (рис. 28 (показано поперечное сечение магнетрона) $\vec{B} = 0$) и в цепи течет ток. Если возбудить магнитное поле индукцией \vec{B} , то на электроны помимо силы электрического поля будет действовать еще и сила Лоренца $\vec{F}_л = e \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]$,

искривляющая их траектории движения. В слабом магнитном поле ($B < B_{кр}$) кривизна траекторий электронов мала, и все носители заряда достигают анода (см. рис. 28). Поэтому сила тока I_a в анодной цепи практически не изменится. По мере увеличения B траектория электронов все больше искривляется и при $B < B_{кр}$ они будут только касаться поверхности анода, возвращаясь к катоду. Вследствие этого анодный ток уменьшится скачком до нуля (*критический режим*). В случае критического режима, на основе второго закона Ньютона, для отдельного электрона будем иметь

$$m_e v^2 / r_0 = e \cdot v \cdot B_{кр}, \quad (111)$$

где e – заряд электрона ($e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); v – скорость электрона; m_e – масса электрона ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг); $r_0 = b/2$ – радиус кривизны траектории электрона; b – радиус цилиндрического анода лампы ($b = 9,6$ мм).

Используя закон изменения кинетической энергии и считая, что начальная скорость электронов равна нулю, получаем

$$m_e v^2 / 2 = e \cdot U_a. \quad (112)$$

Решая совместно (111) и (112), получаем удельный заряд

$$e/m_e = 8U_a / B_{кр}^2 \cdot b^2. \quad (113)$$

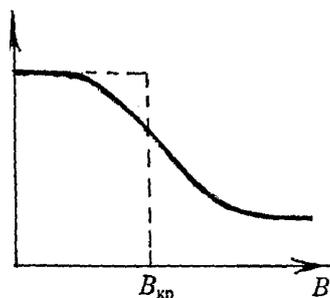


Рис. 29

анодного тока соответствует *критическим условиям работы магнетрона*.

Штрихами на рис. 29 показана теоретическая сбросовая характеристика. Расхождение теории и эксперимента объясняется рядом причин: различной начальной скоростью электронов,

Таким образом, для нахождения удельного заряда электрона необходимо найти $B_{кр}$ при определенном анодном напряжении U_a . $B_{кр}$ находится из экспериментально получаемой *сбросовой характеристики* $I_a = f(B)$ (сплошная линия на рис. 29). На графике $I_a = f(B)$ середина участка резкого уменьшения

неточной коаксиальностью катода и анода, нестройгой однородностью магнитного поля и т. д.

2. Описание установки и метода измерений

Электрическая схема лабораторной установки приведена на рис. 30.

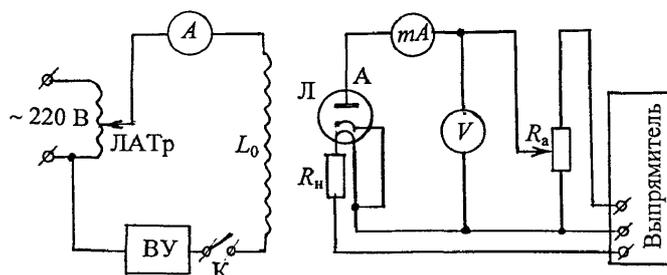


Рис. 30

Магнетрон представляет собой электронную лампу Л, помещенную вовнутрь соленоида L_0 (на рис. 30 они разнесены для наглядности). Величина анодного напряжения U_a регулируется потенциометром R_a и измеряется вольтметром V . Анодный ток I_a измеряется миллиамперметром mA . Цепь соленоида питается от лабораторного автотрансформатора (ЛАТра) через выпрямляющее устройство ВУ. Ток I_c в цепи соленоида, определяющий его магнитную индукцию B , измеряется амперметром A . С учетом параметров соленоида L_0 , а также положения лампы Л внутри его магнитная индукция определяется по формуле

$$B = 1,54 \cdot 10^{-2} \cdot I_c. \quad (114)$$

Так как индукция B магнитного поля пропорциональна силе тока I_c в соленоиде, то сбросовую характеристику удобнее представлять в виде $I_a = f(I_c)$, то есть строить в координатах I_a и I_c . С учетом выражения (114) формула (113) примет вид

$$e/m_e = 8U_a / (2,37 \cdot 10^{-4} \cdot b^2 \cdot I_{кр}^2). \quad (115)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| <i>i</i> | $U_{a1} =$ | | $U_{a2} =$ | | $U_{a3} =$ | |
|----------|------------|--------|------------|--------|------------|--------|
| | $I_c,$ | $I_a,$ | $I_c,$ | $I_a,$ | $I_c,$ | $I_a,$ |
| | | | | | | |

2. По схеме (см. рис. 30) уясните назначение приборов и устройств, а также приемы управления ими. Определите цену малого деления шкалы каждого из используемых измерительных приборов. Основные технические данные установки занесите в лабораторный журнал. Движок потенциометра R_a поставьте в среднее положение, а ЛАТр полностью выведите. С разрешения преподавателя подключите установку к сети.

3. Установите анодное напряжение $U_{a1} = 50$ В и в процессе измерений поддерживайте его неизменным. Изменяя ЛАТром ток I_c цепи соленоида от 0 до 1,0 А через 0,1 А, снимите соответствующие значения анодного тока лампы I_a .

4. Выполните аналогичные измерения для двух других значений U_{a2} и U_{a3} из интервала 40–52 В.

5. Используя данные таблицы, постройте сбросовые характеристики лампы ($I_a = f(I_c)$) ($I_a = f(I_c)$). С помощью графиков определите критические значения тока $I_{c, кр}$ в соленоиде, которые соответствуют критическим условиям работы магнетрона (им отвечают точки перегиба на сбросовых характеристиках).

6. Найдите удельный заряд электрона e/m_e по формуле (115) для U_{a1} , U_{a2} , U_{a3} . Определите среднее значение удельного заряда электрона $(e/m_e)_{ср}$ и сравните его с табличным значением ($e/m_e = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Какие силы действуют на заряженные частицы, движущиеся в электрическом поле? В магнитном поле? 2. Что такое магнетрон? 3. Объясните характер движения электронов в магнетроне при различных значениях индукции магнитного поля. 4. Как Вы определили $I_{c, кр}$? 5. Что такое сбросовая характеристика и почему теоретическая сбросовая характеристика отличается от экспериментальной?

Лабораторная работа № 17
ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА
С ПОМОЩЬЮ ОСЦИЛЛОГРАФА

Цель работы: изучить свойства ферромагнетиков; экспериментально исследовать явление магнитного гистерезиса.

1. Теоретическое введение

Магнитные свойства всех веществ (магнетиков) определяются природой микрочастиц (электронов, протонов, нейтронов), обуславливающих структуру вещества, и их взаимодействием. Эти частицы обладают собственным (спиновым) и орбитальным магнитными моментами. Последний обусловлен движением электронов в оболочках атомов (молекул) и внутриядерным движением протонов и нейтронов. Во многих случаях магнитными моментами ядер можно пренебречь и считать, что магнетизм атомов (молекул) определяется спиновыми и орбитальными магнитными моментами электронов.

Основной величиной, характеризующей магнитное состояние вещества, является *намагниченность* (вектор намагничения) \vec{J} , которая равна векторной сумме магнитных моментов молекул, находящихся в единице объема, то есть

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{m_i} \right), \quad (116)$$

где n – число частиц в физически малом объеме ΔV магнетика; \vec{p}_{m_i} – магнитный момент i -й молекулы.

Для магнетиков, находящихся в не слишком сильных магнитных полях, намагниченность

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H}. \quad (117)$$

Безразмерная величина χ называется *магнитной восприимчивостью*, она зависит от природы вещества и его состояния; \vec{H} – напряженность внешнего магнитного поля. Вещества, магнитная восприимчивость которых отрицательна ($\chi < 0$) и очень мала (порядка 10^{-6}), относятся к *диамагнетикам*. У *парамагнетиков* $\chi > 0$, ее значения при комнатной температуре лежат в пределах от 10^{-3} до 10^{-5} .

Вектор магнитной индукции результирующего магнитного поля в магнетике

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{вн}}, \quad (118)$$

где $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ – магнитная индукция внешнего намагничивающего поля, $\vec{B}_{\text{вн}} = \mu_0 \vec{J}$ – магнитная индукция внутреннего поля. При однородном намагничивании вещества

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \cdot \vec{H}, \quad (119)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; $\mu = 1 + \chi$ – магнитная проницаемость среды. Она показывает, во сколько раз магнитная индукция поля в образце отличается от магнитной индукции поля в вакууме при одной и той же напряженности H . Для диамагнетиков $\mu < 1$, а для парамагнетиков $\mu > 1$. В обоих случаях магнитная проницаемость не зависит от величины напряженности поля и мало отличается от единицы.

К классу *ферромагнетиков* относятся: железо, кобальт, никель, сплавы на основе этих элементов, ряд соединений марганца и хрома с некоторыми неферромагнитными элементами и другие материалы. Ферромагнетизм присущ только твердой кристаллической фазе вещества. Ответственными за магнитные свойства ферромагнетиков являются нескомпенсированные спиновые магнитные моменты электронов. При определенных условиях в кристаллах могут возникнуть силы, называемые *обменными*, под действием которых магнитные моменты электронов соседних атомов кристаллической решетки выстраиваются параллельно друг другу. В результате возникают области *спонтанной* (самопроизвольной) намагниченности, которые называются *доменами*. Каждая из этих областей намагничена до насыщения и обладает определенным магнитным моментом. Для разных доменов направление их магнитных моментов различно, поэтому в отсутствие внешнего поля суммарная намагниченность всего тела может быть равна нулю. Области самопроизвольной намагниченности имеют размеры порядка 1–10 мкм. Доменная структура ферромагнетиков и ее изменение под действием внешних факторов определяют магнитные свойства этого класса веществ.

На рис. 31 приведена зависимость намагниченности J от

напряженности H внешнего поля (*кривая намагничивания*) для предварительно полностью размагниченого образца.

В сравнительно слабых полях (область I) намагничивание происходит за счет обратимого смещения границ доменов.

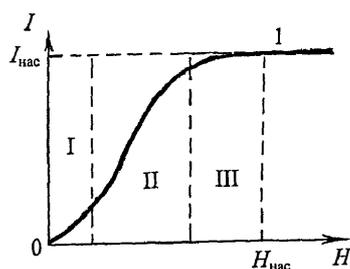


Рис. 31

При возрастании H происходит увеличение объемов тех доменов, магнитные моменты которых составляют меньший угол с вектором \vec{H} , за счет доменов, у которых этот угол больше. Дальнейшее увеличение поля приводит к необратимому смещению этих границ (область II). При некотором значении H «неблагоприятно» ориентированные домены исчезают вовсе. Если поле еще больше увеличивается (область III), то намагничивание происходит за счет поворота магнитных моментов доменов в направлении \vec{H} . И наконец, в сильном поле ($H > H_{\text{нас}}$) магнитные моменты всех доменов устанавливаются параллельно полю. В этом состоянии образец имеет наибольший возможный при данной температуре магнитный момент, то есть намагничен до насыщения ($J = J_{\text{нас}}$). Внутреннее поле ферромагнетика, соответствующее состоянию насыщения, может в сотни и даже тысячи раз превышать вызывающее его внешнее поле, поэтому магнитная проницаемость μ для ферромагнетиков достигает больших значений (10^3 – 10^6).

Сложность механизмов намагничивания ферромагнетиков обуславливает соответствующий характер зависимости индукции $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}$ от напряженности намагничивающего поля H , а также зависимости μ от H . На рис. 32 и 33 изображены эти зависимости для предварительно полностью размагниченого образца.

Если вначале образец полностью размагничен (рис. 31), то при монотонном увеличении H от нуля изменение индукции B происходит по *основной кривой намагничивания* 0–1 (рис. 32 и 34).



Рис. 32

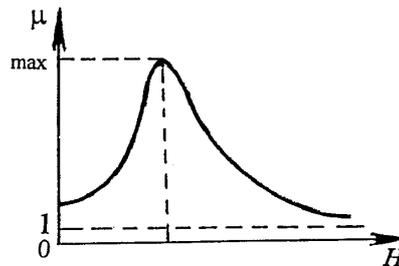


Рис. 33

Дойдя до лежащей в области насыщения точки 1, чему соответствует напряженность поля $H_{нас}$, начнем уменьшать напряженность H до нуля. Индукция B при этом уменьшается по кривой 1–2, то есть происходит отставание изменения индукции B в образце от ее изменения на основной кривой 1–0. Вследствие этого запаздывания, то есть *гистерезиса*, индукция B после снятия поля ($H = 0$) не обращается в нуль, а сохраняет некоторое значение (отрезок 0–2), называемое *остаточной индукцией* $B_{ост}$. Соответствующая остаточная намагниченность \mathcal{J} обусловлена тем, что и после прекращения действия внешнего поля у части доменов сохраняется преимущественная ориентация их магнитных моментов. Для полного размагничивания ($B = 0$) образца необходимо приложить поле противоположного направления. Величина этого поля H_k (отрезок 0–3) называется *коэрцитивной (задерживающей) силой*. При дальнейшем увеличении внешнего поля, противоположного первоначальному, намагниченность образца снова достигает насыщения (точка 4). Изменяя далее напряженность H от $-H_{нас}$ до $+H_{нас}$, получим замкнутую кривую, которая называется *петлей гистерезиса*. Эта петля является *максимальной*, поскольку напряженность внешнего поля изменяется от $+H_{нас}$ до $-H_{нас}$ и обратно. Если амплитуда напряженности переменного магнитного поля меньше $H_{нас}$, то петля носит название *частного цикла* (пунктирная кривая на рис. 34). Все частные циклы лежат внутри максимальной кривой гистерезиса. Вершины частных циклов лежат на основной кривой намагничивания 0–1. Гистерезис приводит к тому, что намагниченность \mathcal{J} ферромагнетика не является однозначной функцией от H , она зависит от предыстории образца, то есть от

того, в каких полях он находился прежде.

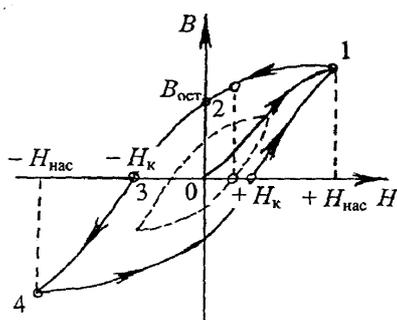


Рис. 34

В практическом отношении имеет смысл определять остаточную индукцию $B_{ост}$ и коэрцитивную силу H_k только по максимальной петле гистерезиса. Если коэрцитивная сила велика (порядка 10 А/м и больше), то ферромагнетик называется *магнитно-твердым*. Для него характерна широкая петля

гистерезиса. Из магнитно-твердых материалов изготавливают постоянные магниты. Способность сохранять остаточную намагниченность, то есть запоминать и сохранять «следы» от ранее действующего поля, используется в магнитной памяти компьютеров, магнитофонах и т. д. Ферромагнетики с малым значением H_k (порядка 10 А/м и меньше) называют *магнитно-мягкими*. Из таких материалов изготавливают сердечники электрических машин, электромагнитных реле и т. д. Важно заметить, что при циклическом перемагничивании ферромагнетик нагревается, его внутренняя энергия возрастает, и тем больше, чем сильнее выражен гистерезис. Как показывают расчеты, количество теплоты, выделяющейся при этом, пропорционально площади петли гистерезиса.

При повышении температуры способность ферромагнетиков намагничиваться уменьшается. Для каждого вещества существует определенная температура T_K , называемая *точкой Кюри*, при которой происходит разрушение доменной структуры и вещество теряет ферромагнитные свойства. При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком.

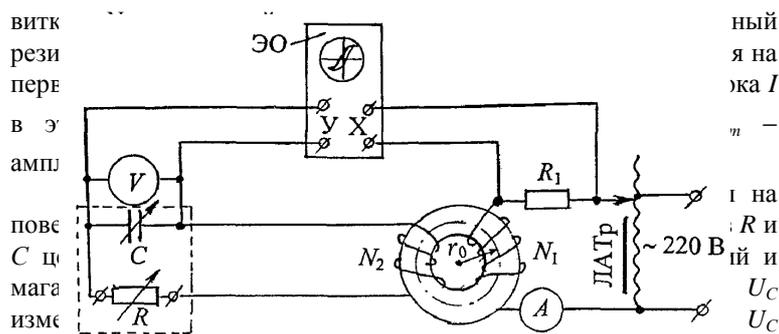
2. Описание установки и метода измерений

Схема приведена на рис. 35.

Исследуемый образец, изготовленный из отожженной стали, имеет форму тора, радиус осевой линии которого r_0 . На него

равномерно намотана кольцевая намагничивающая обмотка с числом

Рис. 35



подаются на входы X и Y усилителей осциллографа ЭО, и на экране воспроизводится в некотором масштабе петля гистерезиса. Напряжения U и U_c зависят от напряженности и индукции магнитного поля в исследуемом образце ($I = H/n$, $U = q/C$):

$$U = IR_1 = \frac{2\pi r_0 \cdot R_1}{\sqrt{2} \cdot N_1} H_m \text{ и } U_c = \frac{N_2 S}{\sqrt{2} \cdot RC} B_m, \quad (120)$$

где S – площадь отдельного витка радиуса r измерительной катушки.

Из формул (120) можно выразить H_m и B_m :

$$H_m = \frac{\sqrt{2} \cdot N_1}{2\pi r_0} I \text{ и } B_m = \frac{\sqrt{2} \cdot RC}{N_2 S} U_c . \quad (121)$$

Технические параметры установки: $N_1 = 2900$; $N_2 = 3$; $S = \pi r^2$; $r_0 = 7 \cdot 10^{-2}$ м; $r = 2 \cdot 10^{-2}$ м.

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Градуировка осей осциллографа.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | I , | l_y , | l_x , | B_m , | H_m , | U_c , |
|-----|-------|---------|---------|---------|---------|---------|
| | | | | | | |

2. Уясните назначение и приемы использования всех приборов установки. Рычажок ЛАТРа установите в исходное положение. На магазине емкостей установите заданные преподавателем значения емкости C и сопротивления R . С разрешения преподавателя подключите установку к сети 220 В и включите осциллограф.

3. После 3-х минут прогрева осциллографа регуляторами «Ось Y » и «Ось X »; «Яркость» и «Фокус» выведите световую точку в центр экрана. Ручка «Диапазон частот» – выключена.

4. Установите ЛАТРоМ ток в обмотке тороида $I = 0,6$ А, соответствующий состоянию магнитного насыщения образца. Используя ручки «Усиление X » и «Усиление Y » (ослабление 1:1) и изменяя величину сопротивления R на магазине сопротивлений, получите максимальное изображение петли гистерезиса в пределах экрана осциллографа.

5. Подключите вольтметр к клеммам V установки так, чтобы получилось изображение петли с наименьшими искажениями (меняя полярность подключения V). Уменьшите ток до нуля.

6. Не изменяя положения ручек «Усиление X и Y », отключите провода от клемм «вход Y » ЭО. При значениях тока $I = 0,2$; $0,4$; $0,6$ А измерьте длину светящейся горизонтальной линии l_x . Уменьшите ток до нуля.

7. Подключите «вход Y » и отключите «вход X » ЭО. При тех же значениях тока замерьте на экране длину l_y светящейся

вертикальной линии и показания вольтметра U_C . Уменьшите ток до нуля.

8. По формулам (121) рассчитайте значения H и B . Постройте градуировочные графики $H_m = f(l_x)$; $B_m = f(l_y)$.

Задание 2. Определение коэрцитивной силы H_k и остаточной индукции $B_{ост}$.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $I,$ | $l_x,$ | $H_m,$ | $l_y,$ | $B_m,$ |
|-----|------|--------|--------|--------|--------|
| | | | | | |

2. Установите ток 0,3 А и запишите координаты точек пересечения петли гистерезиса с осями координат.

3. Увеличивая ток до 0,45 А, а потом до 0,6 А, определите точки пересечения петли гистерезиса с осями координат при этих токах.

4. Срисуйте оси и петлю гистерезиса, соответствующую $I = 0,6$ А, и отметьте точки пересечения линий сетки экрана ЭО с осями.

5. Используя полученные градуировочные графики $H_m = f(l_x)$ и $B_m = f(l_y)$, определите значения H_k и $B_{ост}$.

4. Вопросы для самоконтроля

1. На какие классы подразделяются магнетики? 2. Каков физический смысл магнитной проницаемости среды? 3. Каковы основные свойства ферромагнетиков? Объясните эти свойства с точки зрения доменной структуры кристаллов. 4. В чем заключается явление магнитного гистерезиса? 5. На какие группы подразделяются ферромагнитные вещества? 6. Что понимают под остаточной индукцией и коэрцитивной силой?

Лабораторная работа № 18 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Цель работы: изучить явление электромагнитной индукции; экспериментально измерить зависимость ЭДС индукции от числа витков и свойств среды, а также от амплитуды и частоты переменного тока.

1. Теоретическое введение

Явление электромагнитной индукции состоит в том, что при изменении магнитного потока через поверхность, ограниченную проводящим контуром, в последнем возбуждается электродвижущая сила ϵ_i . Если контур замкнутый, то под действием этой ЭДС в нем возникает электрический ток, называемый *индукционным*. Согласно закону Ленца, индукционный ток всегда имеет такое направление, что его магнитное поле противодействует изменению внешнего магнитного потока. Магнитный поток $\Phi_m = B \cdot S \cdot \cos \alpha$ (где B – магнитная индукция; S – площадь контура; α – угол между вектором \vec{B} и нормалью к поверхности контура), пронизывающий поверхность, ограниченную контуром, может изменяться по ряду причин: за счет изменения геометрии контура и его расположения в магнитном поле, вследствие зависимости магнитной индукции от времени, а также благодаря совместному действию этих факторов. Величина ϵ_i определяется законом Фарадея–Ленца и не зависит от способа, которым осуществляется изменение потока. Закон Фарадея–Ленца гласит: *электродвижущая сила индукции ϵ_i , возникающая в контуре, численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром:*

$$\epsilon_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} . \quad (122)$$

Согласно закону Ленца, величину ϵ_i считают положительной, если магнитный момент \vec{p}_m соответствующего ей индукционного тока образует острый угол с линиями магнитной индукции поля, которое возбуждает индукционный ток I_i (рис. 36 а). И ϵ_i считают отрицательной, если угол тупой (рис. 36 б).

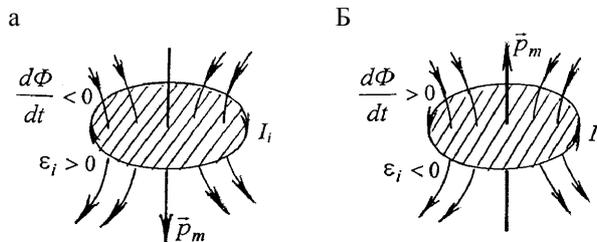


Рис. 36

Рассмотрим контур, в котором индуцируется ЭДС, состоящий из N витков. Поскольку витки соединяются последовательно, то ЭДС, возбуждаемые в каждом витке, будут складываться. Поэтому $\varepsilon_i = -\sum_{k=1}^N \frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt} \sum_{k=1}^N \Phi_m$. Величину

$\psi = \sum_{k=1}^N \Phi_m$ называют *потокосцеплением* (или полным магнитным

потокком). Если магнитный поток Φ_m , пронизывающий каждый из витков, одинаков, то $\psi = N \cdot \Phi_m$ и уравнение (122) будет иметь вид

$$\varepsilon_i = -\frac{d\psi}{dt} = -N \frac{d\Phi_m}{dt}. \quad (123)$$

Уравнение (123) выражает закон электромагнитной индукции для контура из N витков.

Хотя величина ЭДС индукции и не зависит от способа изменения магнитного потока, однако механизм возникновения ее при этом оказывается разным. Обратимся сначала к случаю, когда поток изменяется вследствие движения проводящего контура (или изменения его геометрии) в постоянном магнитном поле ($\partial B/\partial t = 0$). Здесь роль сторонних сил, разделяющих разноименные заряды в проводнике, играют составляющая силы Лоренца, направленная параллельно участкам (или одному участку) контура. Если неподвижный проводник находится в изменяющемся со временем поле ($\partial B/\partial t \neq 0$), то механизм возникновения ЭДС оказывается другим. Изменяющееся магнитное поле возбуждает вихревое электрическое поле E , под действием которого и происходит разделение разноименных носителей заряда в проводнике.

Если в контуре течет ток I , то вокруг проводника возникает

собственное магнитное поле, которое создает собственный магнитный поток Φ_s сквозь поверхность, ограниченную этим контуром. Согласно закону Био – Савара – Лапласа, индукция поля B прямо пропорциональна току I . Значит, величины Φ_s и I тока пропорциональны друг другу, то есть

$$\Phi_s = L \cdot I, \quad (124)$$

где L – индуктивность контура.

Величина L зависит от геометрии контура (то есть его формы и размеров), а также от магнитных свойств среды (μ), в которой он находится.

Когда ток в контуре каким-нибудь образом изменяется, то это приводит к изменению собственного потока Φ_s , вследствие чего в контуре, по закону электромагнитной индукции, возбуждается ЭДС, называемая *электродвижущей силой самоиндукции* ϵ_s . Это явление получило название *явления самоиндукции*. Из (123) и (124) следует, что

$$\epsilon_s = -\frac{d\Phi_s}{dt} = -\frac{d}{dt}(L \cdot I) = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}\right). \quad (125)$$

Если среда не ферромагнитная и контур не деформируется, то $L = \text{const}$ и выражение (125) будет иметь вид

$$\epsilon_s = -L \cdot \frac{dI}{dt}. \quad (126)$$

Индукционный ток, возникающий под действием ЭДС самоиндукции, по правилу Ленца противодействует изменению первоначального тока в цепи, то есть замедляет его возрастание или убывание.

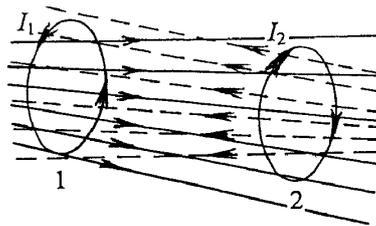


Рис. 37

Рассмотрим два контура, близко расположенных друг к другу (рис. 37). При изменении тока I_1 в контуре 1 индуцируется ЭДС ϵ_2 во втором контуре. Аналогично при изменении в контуре 2 тока I_2 возникает ϵ_1 в первом контуре. Говорят, что между этими контурами существует магнитная связь. Само же явление возникновения ЭДС в одном из

магнитная связь. Само же явление возникновения ЭДС в одном из

проводников вследствие изменения тока в другом называют *взаимной индукцией*. На явлении взаимной индукции основано действие трансформаторов.

2. Описание установки и метода измерений

Установка состоит из звукового генератора ЗГ, длинного

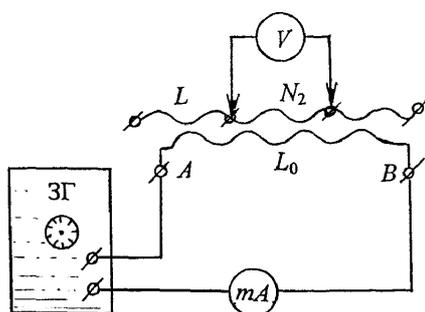


Рис. 38

цилиндрического соленоида L_0 с намотанными на него девятью однослойными катушками L , миллиамперметра mA и вольтметра V . Схема включения показана на рис. 38. Звуковой генератор является источником синусоидального напряжения, частоту которого можно изменять в достаточно широком диапазоне (от 20 до 20000 Гц). Выходное напряжение генератора снимается с клемм «Выход» и изменяется с помощью ручки «Рег. выхода» потенциометра. По обмотке соленоида L_0 , таким образом, протекает переменный ток, который возбуждает магнитное поле, изменяющееся во времени по гармоническому закону. Это поле будет индуцировать ЭДС (явление взаимоиндукции) во вторичных обмотках L , действующее значение ЭДС которых может быть измерено вольтметром V . Все секции вторичной обмотки имеют по 100 витков и намотаны в одну сторону, за исключением последней (девятой), которая намотана в противоположном направлении.

Величина ЭДС, индуцируемой во вторичной обмотке, будет зависеть от количества секций K (числа витков $K \cdot N_2$), среды (есть или нет сердечник в соленоиде L_0), амплитуды (действующего значения $I = I_m / \sqrt{2}$) и частоты ν переменного тока, протекающего по обмотке соленоида L_0 .

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Изучение зависимости ЭДС индукции от числа витков (секций) в обмотке катушки L и от свойств среды.

1. Результаты измерений, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | Без сердечника | | С сердечником | |
|-----|---------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| | Число витков KN_2 | ε_i , | Число витков KN_2 | ε_i , |
| | | | | |

2. Соберите цепь согласно рис. 38. Подсоедините вольтметр к первой секции вторичной обмотки. С разрешения преподавателя подключите установку к сети.

3. Установите одну из частот в диапазоне 100–1000 Гц. Регулятором напряжения («Рег. выхода») установите силу тока в диапазоне 20–40 мА и поддерживайте ее неизменной в процессе измерений.

4. Измерьте вольтметром ЭДС, возникающую в первой секции катушки L . А затем, перекидывая один провод (правый) на следующую катушку, измерьте ЭДС для двух, трех, ... , девяти катушек.

5. Вставьте в соленоид L_0 ферромагнитный сердечник и выполните аналогичные измерения.

6. Постройте графики зависимости $\varepsilon_i = f(K \cdot N_2)$. Из графиков определите магнитную проницаемость сердечника μ .

Задание 2. Изучение зависимости ЭДС индукции от амплитуды и частоты переменного тока в обмотке соленоида L_0 .

1. Результаты измерений, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $v = \text{const} =$ | | $I = \text{const} =$ | |
|-----|----------------------|-------------------|----------------------|-------------------|
| | I , | ε_i , | v , | ε_i , |
| | | | | |

2. В собранной цепи присоедините вольтметр к двум секциям катушки L , расположенным примерно на середине (например, к клеммам 4 и 6). Из соленоида сердечник удалите. Задайте любую частоту в диапазоне от 100 до 1000 Гц и, изменяя силу тока в первичной цепи в диапазоне 5–30 мА, снимите показания вольтметра.

3. Установите силу тока в первичной цепи в диапазоне 20–40 мА (следите за тем, чтобы величина ее не изменилась в процессе измерений). Изменяя частоту напряжения на выходе ЗГ в интервале от 100 до 1000 Гц (через 100 Гц), снимите показания вольтметра.

4. Постройте графики зависимостей $\varepsilon_i = f(I)$ при $v = \text{const}$ и $\varepsilon_i = f(v)$ при $I = \text{const}$.

4. Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключается явление электромагнитной индукции?
2. Каковы могут быть причины изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную контуром?
3. Закон Фарадея. Правило Ленца. Токи Фуко.
4. Механизмы возникновения ЭДС индукции.
5. В чем заключается явление самоиндукции? Взаимной индукции?
6. Что такое индуктивность?

Лабораторная работа № 19
ПРОВЕРКА ЗАКОНА ОМА ДЛЯ ЦЕПИ
ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Цель работы: изучить и опытным путем проверить выполнение закона Ома для цепи переменного тока.

1. Теоретическое введение

Рассмотрим участок цепи переменного тока, состоящий из последовательно соединенных активного сопротивления R , катушки индуктивности L и конденсатора емкостью C (рис. 39). На этот участок цепи подается гармонически изменяющееся со временем напряжение

$$u = U_m \cdot \sin \omega t, \quad (127)$$

где u – мгновенное значение напряжения; U_m – максимальное (амплитудное) значение напряжения; ω – циклическая частота.

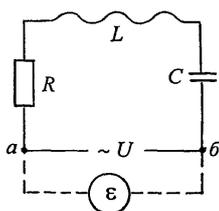


Рис. 39

Вследствие этого в цепи течет переменный электрический ток, сила которого меняется по закону

$$i = I_m \cdot \sin(\omega t - \varphi), \quad (128)$$

где i – мгновенное значение силы тока; I_m – максимальное (амплитудное) значение силы тока; φ – разность (сдвиг) фаз между током и напряжением.

Амплитуда силы тока I_m прямо пропорциональна амплитуде напряжения U_m :

$$I_m = \frac{U_m}{Z}, \quad Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \quad (129)$$

а разность фаз φ между силой тока и напряжением зависит от частоты ω и параметров цепи R, C, L :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (130)$$

Аналогичное соотношение справедливо и для действующих значений тока I и напряжения U ($I = I_m / \sqrt{2}$ и $U = U_m / \sqrt{2}$), то есть

$$I = U / Z. \quad (131)$$

Уравнения (129) и (131) выражают закон Ома для участка цепи переменного тока. Величину

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (132)$$

называют *полным сопротивлением цепи*.

Формулы (128–132) справедливы и для замкнутой цепи переменного тока, включающей в себя генератор (рис. 39), если заменить в соответствующих уравнениях U на ЭДС генератора ϵ .

Всякая реальная цепь обладает конечными R , C , L . Однако в отдельных случаях некоторые из этих параметров бывают таковы, что их влиянием на силу тока можно пренебречь.

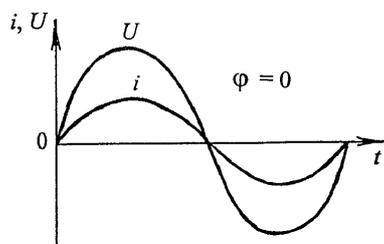


Рис. 40

1. Если к концам проводника, обладающего только активным сопротивлением R , приложено напряжение (см. (127)), то в нем будет существовать сила тока $i = I_m \cdot \sin \omega t = \frac{U_m}{R} \cdot \sin \omega t$, совпадающая по фазе с напряжением, то есть $\varphi = 0$

(рис. 40).

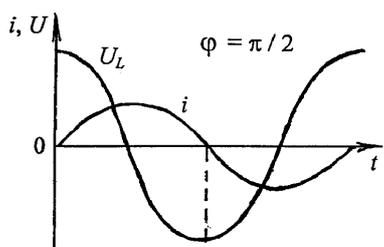


Рис. 41

2. Участок со значительным преобладанием индуктивности L ($R \approx 0; 1/(\omega C) \approx 0$) оказывает

переменному току сопротивление

$$X_L = \omega L, \quad (133)$$

которое называется *индуктивным*. Из (130)

следует, что в этом случае напряжение опережает ток на $\varphi = \pi/2$ (рис. 41). Когда

активным сопротивлением R проволоки обмотки пренебречь нельзя, то сопротивление катушки

$$Z = \sqrt{R^2 + \omega L^2}, \quad (134)$$

а сдвиг фаз $\varphi < \pi/2$.

В диэлектрике, находящемся в изменяющемся электрическом поле, возникают токи смещения. Поэтому цепь переменного тока, содержащая конденсатор, оказывается замкнутой. Если к конденсатору приложено напряжение (127), то ток в нем будет изменяться по закону (128), причем амплитуда I_m и сдвиг фаз φ будут определяться по формулам:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R_C^2 + (1/(\omega C))^2}} ; \operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\omega C R_C} .$$

Величина

$$X_C = 1/(\omega C) \quad (135)$$

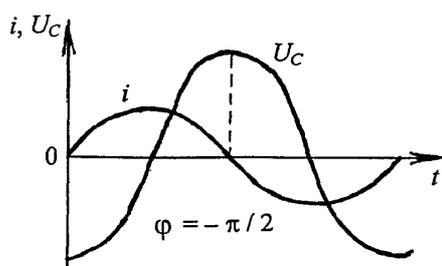


Рис. 42

называется *емкостным сопротивлением*; R_C – активное сопротивление конденсатора, которое соответствует потерям энергии в диэлектрике. Когда эти потери пренебрежимо малы ($R_C = 0$), то ток I опережает напряжение U_C на $\varphi = \pi/2$ (рис.

42), а сопротивление конденсатора

$$X_C = U/I = 1/\omega C . \quad (136)$$

Величины X_L и X_C являются реактивными составляющими полного сопротивления цепи. Элементы цепи с такими сопротивлениями под действием переменного тока не нагреваются.

2. Описание установки и метода измерений

В электрической цепи, изображенной на рис. 43, катушка с неизвестной индуктивностью L и активным сопротивлением R_L , измеряемая емкость C , миллиамперметр mA и реостат R соединены последовательно (рис.43). Разность потенциалов на C и L измеряется вольтметром V , а ток миллиамперметром mA . На эту цепь можно подать постоянное напряжение от батареи аккумуляторов B или переменное напряжение от выводов

вторичной обмотки понижающего трансформатора Тр. Подключение источников электроэнергии осуществляется с помощью переключателя ПК.

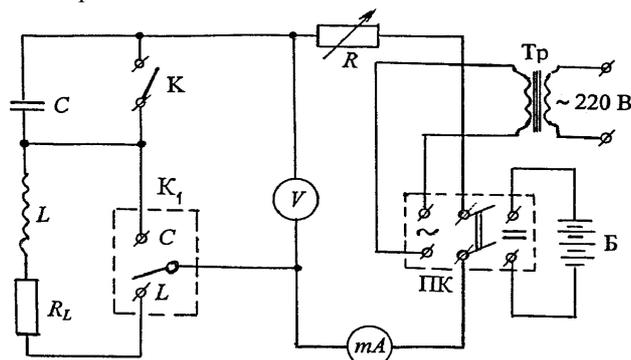


Рис. 43

Так как первичная обмотка Тр подключена к сети, то используемая частота переменного тока $\nu = 50$ Гц (циклическая частота $\omega = 2\pi\nu = 314 \text{ с}^{-1}$). При подключении батареи Б вольтметр и миллиамперметр измеряют соответственно постоянные напряжение U_0 и силу тока I_0 . В случае подсоединения Тр приборы измеряют действующие (эффективные) значения этих величин (U и I). С помощью тумблеров К и П можно включить (выключить) в цепи отдельно или вместе L и C .

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Измерение индуктивности L катушки.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| Катушка | На постоянном токе | | | | На переменном токе | | | | |
|----------------|--------------------|---------|---------|-------------|--------------------|-------|-------|------------|------------|
| | U_0 , | I_0 , | R_L , | R_{Lcp} , | U , | I , | Z , | Z_{cp} , | L_{cp} , |
| Без сердечника | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | |

| | | | | | | |
|---------------|--|--|--|--|--|--|
| С сердечником | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |

2. По схеме (см. рис. 43) проследите соединение приборов и устройств, уясните их назначение и приемы управления ими. Определите цену деления шкалы каждого из используемых измерительных приборов.

3. Переключатели П и К поставьте в положение «L». Так будет образована цепь, состоящая только из катушки индуктивности L . Сопротивление R реостата полностью введите. С разрешения преподавателя при помощи ПК замкните цепь на батарею аккумуляторов (постоянный ток).

4. Изменяя сопротивление реостата R (положение движка реостата), снимите показания U_0 и I_0 не менее трех раз. Аналогичные измерения проделайте при наличии сердечника в катушке. Убедитесь, что наличие (отсутствие) сердечника в катушке не влияет на показания измерительных приборов.

5. Переключите ПК на переменный ток от ТР и выполните аналогичные измерения сначала без сердечника в катушке, а затем с сердечником. Снимите показания U и I при трех различных положениях движка реостата R .

6. Рассчитайте активное R_L и полное Z сопротивления катушки ($R_L = U_0/I_0$; $Z = U/I$). Используя соотношение (134) и средние значения R_{Lcp} и Z_{cp} , найдите средние значения индуктивности L_{cp} катушки без сердечника и с сердечником.

Задание 2. Измерение емкости C конденсатора.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $U,$ | $I,$ | $X_C,$ | $X_{Ccp},$ | $C_{cp},$ |
|-----|------|------|--------|------------|-----------|
| | | | | | |

2. Переключатели П и К поставьте в положение «С». Таким способом будет образована цепь, состоящая только из одного конденсатора. Замкнув цепь с помощью ПК на источник переменного тока и изменяя сопротивление реостата, выполните не менее трех измерений силы тока I и напряжения U при разных положениях движка реостата.

3. Рассчитайте X_C по формуле $X_C = U/I$ и определите X_{Ccp} . По формуле (135) определите среднее значение емкости конденсатора.

Задание 3. Проверка закона Ома для переменного тока.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | U , | I , | Z , | $Z_{cp}^{эксп.}$, | R_{cp} , | L_{cp} , | C_{cp} , | $Z_{cp}^{рас.}$, |
|-----|-------|-------|-------|--------------------|------------|------------|------------|-------------------|
| | | | | | | | | |

2. Соберите цепь из последовательно соединенных конденсатора емкостью C , катушки индуктивности L и активного сопротивления R_L . Для этого переключатель П поставьте в положение «L», а переключатель К в положение «С» (в катушку сердечник не вводите).

3. Подсоедините цепь к источнику переменного тока и, изменяя сопротивление реостата, выполните не менее пяти измерений силы тока I и напряжения U . Определите Z ($Z = U/I$) и Z_{cp} .

4. Постройте график зависимости $I = f(U)$. Убедитесь в выполнении закона Ома для цепи переменного тока (экспериментальная зависимость между током и напряжением должна быть линейной).

5. Рассчитайте полное сопротивление цепи $Z_{cp}^{рас.}$ по формуле (132), используя данные R_{cp} , L_{cp} , C_{cp} из заданий 1 и 2. Сравните полученные значения $Z_{cp}^{эксп.}$ и $Z_{cp}^{рас.}$.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Запишите закон Ома для участка цепи переменного тока с последовательно соединенными R , C и L и поясните смысл входящих в него величин. 2. Что понимают под полным сопротивлением цепи? 3. Почему катушка индуктивности оказывает сопротивление переменному току? 4. От чего зависят индуктивное и емкостное сопротивления? Чем они отличаются от активного сопротивления? 5. Запишите закон Ома для замкнутой цепи переменного тока. 6. Как Вы проверили выполнение закона Ома для переменного тока? Какие данные Вашего отчета это

доказывают?

Лабораторная работа № 20 ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСА НАПРЯЖЕНИЙ

Цель работы: изучить обобщенный закон Ома, явление электрического резонанса; экспериментально исследовать резонанс напряжений.

1. Теоретическое введение

Практически всякий реальный колебательный контур обладает некоторым активным сопротивлением R . Поэтому свободные электромагнитные колебания в таком контуре постепенно затухают. Чтобы эти колебания были незатухающими, необходимо к системе извне подводить энергию, компенсирующую ее тепловые потери (в соответствии с законом Джоуля – Ленца). К контуру для осуществления в нем вынужденных колебаний подключают источник электрической энергии, ЭДС которого периодически изменяется.

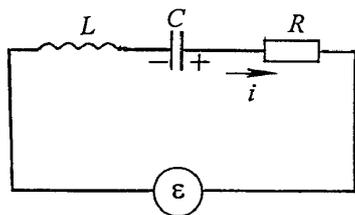


Рис. 44

Резонанс напряжений наблюдается в цепи (рис. 44), содержащей последовательно соединенные генератор ЭДС, конденсатор емкостью C , катушку индуктивности L и активное сопротивление R . Такая цепь называется *последовательным*

колебательным контуром.

Если ЭДС генератора изменяется по гармоническому закону $\varepsilon = \varepsilon_m \sin \omega t$ (где ε – мгновенное значение ЭДС; ε_m – амплитудное значение ЭДС; ω – циклическая частота), то сила тока в контуре изменяется по закону $i = I_m \sin(\omega t - \varphi)$ (где i – мгновенное значение силы тока; I_m – амплитудное значение силы тока; φ – сдвиг фаз). В таком последовательном контуре выполняется закон Ома для замкнутой цепи переменного тока (*обобщенный закон Ома*):

$$I_m = \frac{\varepsilon_m}{Z}, \quad Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}; \quad (137)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (138)$$

Анализ уравнения (137) показывает, что на зависимости амплитуды I_m силы тока от частоты ω имеется максимум (рис. 45) при минимальном значении полного сопротивления Z (рис. 46). Это указывает на наличие явления *электрического резонанса* в контуре.

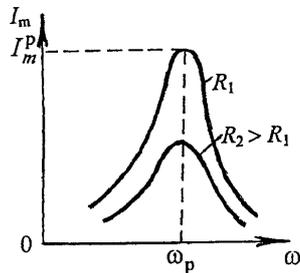


Рис. 45

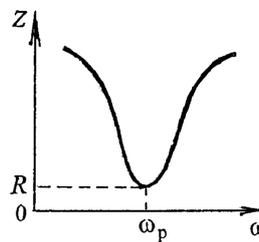


Рис. 46

Для

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (139)$$

минимальное сопротивление $Z = R$ будет наблюдаться при частоте ω_p , соответствующей условию

$$\omega_p L - \frac{1}{\omega_p C} = 0 \Rightarrow \omega_p L = \frac{1}{\omega_p C}, \quad (140)$$

откуда резонансная циклическая частота

$$\omega_p = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}, \quad (141)$$

где ω_0 – собственная циклическая частота колебаний контура.

Так как $\omega = 2\pi\nu$, то

$$\nu_p = \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}, \quad (142)$$

где ν_0 – собственная частота колебаний контура.

Явление резкого возрастания амплитуды силы тока в последовательном контуре при совпадении частоты ЭДС с собственной частотой колебаний контура получило название

резонанса напряжений. При этом полное сопротивление $Z = R$, а амплитуда силы тока

$$I_m = \frac{\varepsilon_m}{R} . \quad (143)$$

Из формулы (143) (см. рис. 45) следует, что резонанс является тем более ярко выраженным, чем меньше активное сопротивление цепи (включающее и внутреннее сопротивление источника ЭДС). Следовательно, для осуществления резонанса напряжений следует использовать источники ЭДС с малым внутренним сопротивлением.

При частотах $\omega < \omega_p$ в цепи преобладает емкостное сопротивление и сдвиг фаз φ между силой тока и ЭДС генератора больше нуля (см. формулу (138)). Если $\omega > \omega_p$, то в цепи преобладает индуктивное сопротивление и сдвиг фаз $\varphi < 0$. При резонансе ($\omega = \omega_p$) величина $\varphi = 0$.

Практически колебательный контур можно настроить в резонанс путем изменения частоты ЭДС при фиксированных параметрах L и C контура, или собственной частоты ω_0 контура путем изменения индуктивности L или емкости C при фиксированной частоте ω внешней ЭДС.

Рассчитаем амплитудные значения напряжений на катушке индуктивности L и конденсаторе C при резонансе. Согласно закону Ома,

$$U_{mL} = I_m \cdot X_L = I_m \omega_p L ; \quad (144)$$

$$U_{mC} = I_m \cdot X_C = I_m / (\omega_p C) . \quad (145)$$

В соответствии с формулой (139), при резонансе получаем

$$U_{mL} = U_{mC} = U_m = I_m \omega_p L . \quad (146)$$

Подставив в (146) I_m из (143) и ω_p из (141), получаем

$$U_m = \varepsilon_m \cdot \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q_0 \cdot \varepsilon_m , \quad (147)$$

где через Q_0 обозначена величина

$$Q_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} , \quad (148)$$

называемая *добротностью*. Из формулы (148) видно, что напряжения на реактивных элементах контура при резонансе могут значительно превышать ЭДС источника (добротность Q_0 радиотехнических контуров достигает значений 200–300), чем и

обусловлено название «резонанс напряжений» для резонанса в последовательном контуре.

Ясно, что чем выше добротность контура, тем выше уровень полезного сигнала (при $\nu = \nu_p$). Однако колебательный контур при настройке его в резонанс должен не только осуществлять выделение полезного сигнала, но и пропускать без заметного ослабления все составляющие спектра этого сигнала. В связи с этим он должен обладать достаточно широкой *полосой пропускания* $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ (рис. 47), которая связана с добротностью Q_0

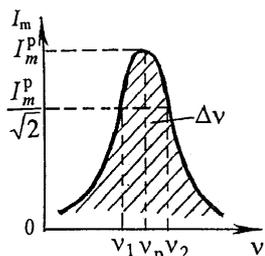


Рис. 47

$$\Delta\nu = \nu_p / Q_0 . \quad (149)$$

Отсюда следует, что ширина полосы пропускания контура убывает с ростом добротности.

2. Описание установки и метода измерений

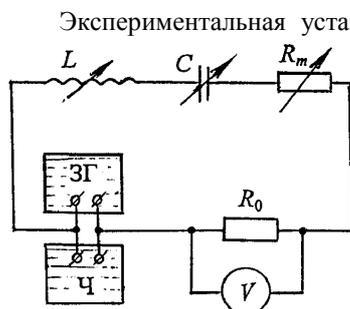


Рис. 48

Экспериментальная установка, цепь которой приведена на рис. 48, включает в себя звуковой генератор ЗГ, частотомер Ч для измерения частоты генератора, магазин индуктивностей L , магазин емкостей C и магазин сопротивлений R_m . Сила тока I в контуре определяется путем измерения напряжения ламповым вольтметром V на образцовом резисторе $R_0 = 1$ Ом

и применения закона Ома ($I = U/R_0$).

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | I , | ν , | R_m , | ν_p , | $Q_0^{\text{эксп}}$ | $Q_0^{\text{рас}}$ |
|-----|-------|---------|---------|-----------|---------------------|--------------------|
|-----|-------|---------|---------|-----------|---------------------|--------------------|

| | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|
| | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|

2. По схеме (см. рис. 48) проследите соединение приборов и устройств установки, уясните их назначение, а также приемы управления ими. Определите цену деления шкалы каждого из используемых измерительных приборов.

3. На магазинах индуктивностей, емкостей и сопротивлений установите соответственно $L = 50$ мкГн; $C = 0,04$ мкФ; $R_m = 0$ Ом.

4. После проверки собранной цепи преподавателем подключите используемые приборы к электросети. Частотомер настройте для непрерывного измерения частоты внешнего генератора с точностью до 0,1 кГц. Установите выходное напряжение генератора 10–12 В.

5. Плавно увеличивая частоту ν генератора, получите экспериментальную зависимость силы тока I в контуре от частоты ν , проследив за изменением I от нуля до максимального значения и от максимального значения до минимального. Силу тока в цепи изменяйте с постоянным шагом.

6. Аналогичные измерения произведите при $R_m = 2$ Ом.

7. Используя одну систему координат, постройте две кривых зависимости $I=f(\nu)$ (для $R_m = 0$ Ом и для $R_m = 2$ Ом) и по ним определите резонансную частоту. Рассчитайте резонансную частоту по формуле (142) и сравните ее с измеренной.

8. Из резонансных кривых найдите ширину полосы пропускания $\Delta\nu$ контуров и их добротность $Q_0^{\text{эксп}}$ по формуле (149). Сравните результаты с добротностью $Q_0^{\text{рас}}$, полученной на основе расчетов по формуле (148). Следует учесть, что активное сопротивление цепи $R = R_m + R_0 + R_L + R_T$ ($R_L = 0,6$ Ом – активное сопротивление катушки индуктивности; $R_T = 1,3$ Ом – внутреннее сопротивление звукового генератора).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Запишите и поясните обобщенный закон Ома. 2. Как влияют индуктивность и емкость на сдвиг фаз между током и напряжением в цепи переменного тока? 3. Что понимают под электрическим резонансом? 4. Сформулируйте и запишите математическое условие электрического резонанса напряжений в

последовательном контуре. 5. Почему резонанс в последовательном контуре называется резонансом напряжений? 6. От чего зависят добротность и полоса пропускания контура?

Лабораторная работа № 21 ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ СТЕКЛЯННОЙ ПРИЗМЫ

Цель работы: изучить явления преломления света и дисперсии света; определить среднюю дисперсию материала призмы и коэффициент дисперсии.

1. Теоретическое введение

Свет в вакууме распространяется с одинаковой для всех частот (или длин волн) скоростью. В среде, наоборот, скорость света зависит от частоты. Отношение скорости света c в вакууме к скорости света v в среде есть показатель преломления среды $n = c/v$. Следовательно, и n зависит от частоты $n = f(\omega)$.

Зависимость показателя преломления от частоты света называется *дисперсией*. Если показатель преломления вещества растёт с увеличением частоты ($dn/d\omega > 0$), то дисперсия называется *нормальной*. В случае уменьшения показателя преломления с возрастанием частоты света ($dn/d\omega < 0$) дисперсия называется *аномальной*. Нормальная дисперсия наблюдается вдали от полос или линий поглощения света веществом, аномальная – в пределах полос или линий поглощения.

Дисперсия света объясняется смещением электронов в атомах вещества под действием электрического поля \vec{E} падающей на них световой волны. Изменяющееся со временем электрическое поле вызывает вынужденные колебания электронов. Колеблющиеся с частотой вынуждающего поля электроны (осцилляторы) становятся источником вторичных световых волн. Частота последних равна частоте падающего излучения, но фаза вторичной волны отличается от фазы падающей волны. Этот сдвиг по фазе обуславливает изменение фазовой скорости результирующей электромагнитной волны, которая получается при наложении в веществе падающей и вторичной волн.

В случае нормальной дисперсии фазовая скорость убывает с увеличением частоты падающего излучения. Электромагнитная теория света (теория Максвелла) приводит к соотношению, связывающему диэлектрическую проницаемость ϵ и магнитную проницаемость μ с показателем преломления среды: $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Для большинства интересующих нас прозрачных материалов $\mu =$

1, поэтому $n = \sqrt{\epsilon}$.

Для ряда газообразных и жидких диэлектриков это соотношение выполняется достаточно хорошо. Однако есть жидкие и твердые диэлектрики, для которых $\sqrt{\epsilon}$ гораздо больше n (например, для воды $\sqrt{\epsilon} = 9$; $n = 1,33$). Это противоречие не является свидетельством несовершенства теории Максвелла, а связано с неправильным применением соотношения $n = \sqrt{\epsilon}$. Величина ϵ , так же как и n , зависит от частоты ω переменного электрического поля. Этой зависимости можно дать следующее объяснение. Сравнительно большое значение ϵ для воды ($\epsilon = 81$) в статическом или низкочастотных полях обусловлено в основном ориентационной поляризацией. В высокочастотном поле молекулы из-за отличного от нуля момента инерции не будут «успевать» следовать за изменением электрического поля, и поляризованность диэлектрика, а следовательно, и ϵ существенно уменьшаются. В области видимой части спектра ($\omega \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$) ориентационная поляризация практически отсутствует, и величина ϵ будет обусловлена только электронной поляризацией. Для этих частот $\epsilon = 1,78$ и $\sqrt{\epsilon} = 1,33$, что находится в согласии с опытом.

2. Описание установки и метода измерений

В настоящей работе дисперсия изучается на стеклянной призме треугольного сечения. На рис. 49

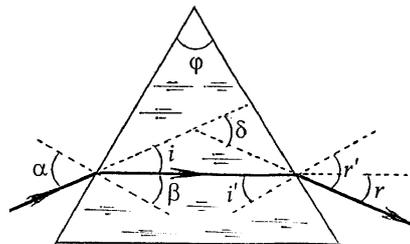


Рис. 49

показан ход монохроматического луча в призме. Пусть угол падения на первую преломляющую грань равен α , а угол преломления на этой грани равен β . Тогда показатель преломления материала призмы (относительно воздуха) определяется соотношением

призме треугольного сечения. На рис. 49 показан ход монохроматического луча в призме. Пусть угол падения на первую преломляющую грань равен α , а угол преломления на этой грани равен β . Тогда показатель преломления материала

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \quad (150)$$

Используя геометрию призмы и ход луча в ней, можно показать, что угол отклонения $\delta = i + r$ (рис. 49). Но $i = \alpha - \beta$, $r = r' - i'$, тогда $\delta = \alpha - \beta + r' - i'$. Поскольку $\beta + i' = \varphi$, то $\delta = \alpha + r' - \varphi$. Из последнего соотношения видно, что угол отклонения δ луча зависит от угла падения α . Для любой призмы существует такое значение угла падения α , при котором угол отклонения δ имеет наименьшее значение. В этом случае угол δ называется углом наименьшего отклонения. Такая ситуация имеет место при симметричном ходе лучей относительно призмы, то есть при $r' = \alpha$ и $\beta = i'$. В этом случае $\varphi = 2\beta$ и $\delta = 2\alpha - \varphi$, откуда $\beta = \varphi/2$, $\alpha = (\varphi + \delta)/2$. Полученные значения β и α позволяют записать соотношение (150) в виде

$$n = \sin\left(\frac{\varphi + \delta}{2}\right) / \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right). \quad (151)$$

Выражение (151) используется при определении показателя преломления n среды для различных длин волн света.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов заносите в таблицу.

| Цвет линии | λ , | γ_1 | γ_2 | δ | n |
|------------|-------------|------------|------------|----------|-----|
| | | | | | |

2. Угловые измерения проводятся на гониометре, принцип работы которого изучите по прилагаемой инструкции.

3. Осторожно снимите призму со столика гониометра. Совместите визирную нить зрительной трубы с изображением щели коллиматора. Произведите отсчет угла γ_1 .

4. Установите призму на столике гониометра так, чтобы свет из коллиматора падал на преломляющую грань призмы. Поворотом зрительной трубы к основанию призмы получите в поле зрения линейчатый спектр источника света.

5. Вращая столик с призмой и зрительную трубу гониометра, установите призму так, чтобы угол отклонения δ был минимальным для одной из линий спектра. На опыте минимальный угол δ характеризуется тем, что при медленном

вращении призмы линия спектра возвращается назад. Положение призмы, при котором спектральная линия останавливается, характеризуется наименьшим углом отклонения δ . Зафиксировав данное положение призмы, наведите визирную нить зрительной трубы гониометра на данную линию и определите положение зрительной трубы (произведите отсчет γ_2).

6. Вычислите угол наименьшего отклонения $\delta = |\gamma_2 - \gamma_1|$ для данной линии спектра, по формуле (151) определите n . Значение φ указано на установке ($\varphi = 60^\circ$).

7. Пункты 3 и 4 выполните для всех линий спектра, длины волн которых приведены на рис. 50.

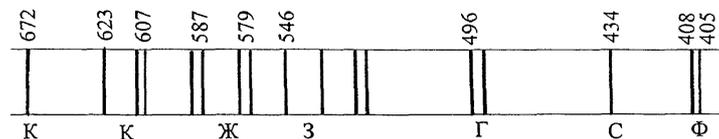


Рис. 50

8. Постройте график зависимости $n = f(\lambda)$ (дисперсионную кривую). Определите среднюю дисперсию материала призмы как $\Delta = n_\phi - n_k$, где n_ϕ и n_k – показатели преломления призмы для фиолетового и красного цветов.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Запишите и поясните закон преломления света. 2. Что такое абсолютный и относительный показатели преломления? 3. В чем заключается явление дисперсии света в веществе? 4. Дайте определение нормальной и аномальной дисперсии. 5. Начертите ход лучей для призмы и укажите, при каком условии угол отклонения будет наименьшим. 6. Охарактеризуйте сплошной, линейчатый и полосатый спектры.

Лабораторная работа № 22 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА

Цель работы: изучить явление интерференции света; определить длину световой волны с помощью бипризмы Френеля.

1. Теоретическое введение

Свет имеет двойственную корпускулярно-волновую природу. Однако в зависимости от условий распространения и характера взаимодействия с веществом в одних случаях более отчетливо проявляются волновые свойства света, а в других – корпускулярные, то есть в одних случаях свет ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток частиц (фотонов). К явлениям, в которых проявляются волновые свойства света, относится явление интерференции.

Интерференция – это явление, возникающее при наложении двух (или более) электромагнитных волн, имеющих одинаковый период колебаний, и выражающееся в перераспределении энергии электромагнитных волн в пространстве. Интерференцию света можно объяснить, рассматривая интерференцию волн. Необходимым условием интерференции волн является их когерентность. *Когерентность* – это согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Волны называются *когерентными*, если разность их фаз в любой точке светового поля остается постоянной во времени. Очевидно, что когерентными могут быть лишь волны, имеющие одинаковую частоту ω , а следовательно, и период T . Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга. В результате этого в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности света. Наблюдаемое в этом случае распределение интенсивности света в пространстве и называется интерференционной картиной.

В данной работе когерентные волны получают с помощью бипризмы Френеля (БП), которая представляет собой две призмы с малыми преломляющими углами, сложенные основаниями.

Выходящий из источника (щели) S пучок света после преломления в бипризме разделяется на два пучка, как бы исходящих от двух когерентных мнимых источников S_1 и S_2 . Так

как световые волны, прошедшие через одну и вторую призмы, когерентны, то в пространстве за бипризмой будет наблюдаться интерференционная картина. Если за бипризмой Френеля расположить экран, то на нем можно наблюдать интерференционную картину, состоящую из чередующихся светлых и темных полос (рис. 51).

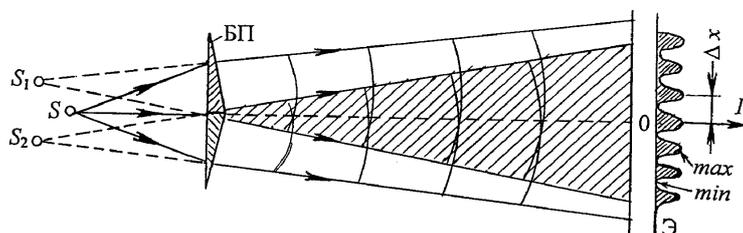


Рис. 51

Рассчитаем ширину интерференционных полос и расстояние между ними. Пусть два когерентных источника света S_1 и S_2 в виде узких щелей, расположенных параллельно друг другу

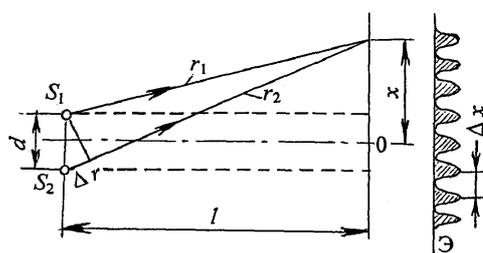


Рис. 52

на расстоянии d (рис. 52). Экран, на котором наблюдается интерференционная картина, расположен параллельно плоскости, проходящей через источники S_1 и S_2 , на расстоянии l от них.

Выберем на экране некоторую точку P на расстоянии x от точки O , относительно которой S_1 и S_2 расположены симметрично. Тогда две цилиндрические когерентные световые волны, прошедшие расстояние r_1 и r_2 от источников S_1 и S_2 до точки P , возбуждают в ней колебания

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - kr_1 + \alpha) \text{ и } E_2 = E_{02} \cos(\omega t - kr_2 + \alpha) . \quad (152)$$

Следовательно, разность фаз колебаний, возбуждаемых в точке P , будет равна $\delta = kr_2 - kr_1$. Так как модуль волнового вектора $k = \omega/v = \omega n/c = 2\pi n/\lambda_0 = (2\pi/\lambda_0) \cdot n$ (c — скорость света в

вакууме; n – показатель преломления; λ_0 – длина световой волны в вакууме), то

$$\delta = kr_2 - kr_1 = (2\pi/\lambda_0) \cdot (nr_2 - nr_1) = (2\pi/\lambda_0) \cdot \Delta. \quad (153)$$

Величина $\Delta = n \cdot r_2 - n \cdot r_1$ есть оптическая разность хода волн, то есть разность оптических длин проходимых волнами путей. Если оптическая разность хода равна целому числу m длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m = 0; 1; 2, \dots), \quad (154)$$

то разность фаз δ оказывается кратной 2π , и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, формула (154) является условием интерференционного максимума световых волн.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (155)$$

то разность фаз $\delta = \pm(2m+1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, формула (155) является условием интерференционного минимума световых волн.

Определим величину Δ . Из рис. 52 видно, что

$$r_1^2 = l^2 + (x-d/2)^2; \quad r_2^2 = l^2 + (x+d/2)^2.$$

Следовательно, $r_2^2 - r_1^2 = (r_1 + r_2)(r_2 - r_1) = 2xd$.

Для получения четко наблюдаемой интерференционной картины расстояние d между источниками света должно быть значительно меньше расстояния l до экрана. Расстояние x , в пределах которого образуются интерференционные полосы, также значительно меньше l . При этих условиях можно положить $r_1 + r_2 \cong 2l$. Тогда геометрическая разность хода $\Delta r = r_2 - r_1 = xd/l$. Умножив Δr на показатель преломления среды n , получим оптическую разность хода:

$$\Delta = (r_2 - r_1)n = nxd/l. \quad (156)$$

Подставив значение Δ в (154), получим, что максимумы интенсивности света будут наблюдаться при

$$x_{\max} = \pm ml\lambda/d. \quad (157)$$

Здесь $\lambda = \lambda_0/n$ – длина волны в среде, заполняющей пространство между источниками и экраном. Подставив значение (156) в (155), получим координаты минимумов интенсивности света:

$$x_{\min} = \pm (m+1/2) l\lambda/d . \quad (158)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами интенсивности является расстоянием между центрами интерференционных полос, а расстояние между соседними минимумами интенсивности называют *шириной интерференционной полосы*. Из формул (157) и (158) следует, что расстояние между полосами и их ширина имеют одинаковое значение:

$$\Delta x = l\lambda/d . \quad (159)$$

2. Описание установки и метода измерений

Экспериментальная установка для измерения длины волны λ (рис. 53) состоит из оптической скамьи 1, на которой установлены на рейтерах (ползушках) спектральная щель 2, бипризма Френеля 3, линза и отсчетный микроскоп 5. Согласно оптической схеме (рис. 51), свет от источника S попадает на бипризму БП, проходя через которую преломляется в виде двух когерентных лучей, идущих от мнимых источников S_1 и S_2 . За бипризмой когерентные лучи налагаются и создают интерференционную картину (максимумы и минимумы света), которая визуально наблюдается на экране Э в виде светлых и темных полос. Измерив на опыте значения l , d и Δx , из формулы (159) находим

$$\lambda = d \cdot \Delta x / l . \quad (159a)$$

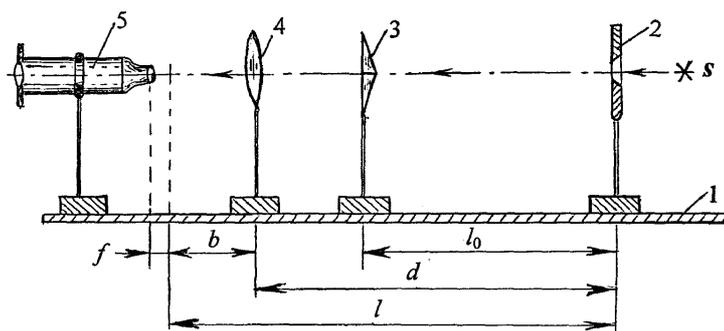


Рис. 53

Прежде чем выполнять работу, необходимо убедиться в правильной юстировке данной оптической системы, для этого оптические центры всех деталей должны располагаться на одной линии – *оптической оси*. На этой оси должен находиться источник света *S* (нить накаливания электрической лампы). Расстояние между щелью и бипризмой должно быть $40 \div 65$ см, а расстояние между бипризмой и окулярным микрометром – $25 \div 40$ см.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| Цвет светофильтра | $\frac{N}{n}$ | Δx , | h , | a , | b , | d , | l , | λ , |
|-------------------|---------------|--------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------------|
| | | | | | | | | |

2. Снимите с оптической скамьи линзу. Включите источник света и установите красный светофильтр. Изменяя ширину щели и слегка поворачивая ее около вертикальной оси, добейтесь того, чтобы интерференционная картина была наиболее отчетливой.

3. Если картина не видна, то поверните отсчетный микроскоп влево или вправо относительно вертикальной оси и, обнаружив картину, выполните пункт 2.

4. С помощью окулярного микрометра определите расстояние Δx между соседними интерференционными полосами. Для этого необходимо измерить в малых делениях шкалы микроскопа расстояние между серединами двух светлых (темных) полос, достаточно удаленных друг от друга, и разделить число малых делений N на число n темных (светлых) полос, находящихся между выбранными полосами. Чтобы получить Δx в миллиметрах, необходимо значение $\Delta x = N/n$ в малых делениях шкалы микроскопа умножить на цену деления γ окулярного микрометра (значение γ указано на установке, $\Delta x = (N/n) \cdot \gamma$). Измерения проделайте еще два раза, используя разные пары полос.

5. Не изменяя положения щели, бипризмы и окулярного микрометра, установите на оптическую скамью линзу между

бипризмой и окулярным микрометром. Передвигая линзу вдоль оптической скамьи, получите четкое изображение двух мнимых когерентных источников света (изображений щели). Если изображение не наблюдается, то поверните линзу вокруг вертикальной оси или отрегулируйте высоту положения центра линзы. Измерьте расстояние h между мнимыми источниками S_1 и S_2 ($h = z\gamma$, где z – число малых делений шкалы). Для того, чтобы найти истинное расстояние d между источниками, необходимо воспользоваться формулой увеличения линзы $d = ah/b$, где a – расстояние от щели до линзы; b – расстояние от линзы до места локализации изображений щели. Чтобы определить b , необходимо измерить расстояние от линзы до объектива отсчетного микроскопа и вычесть из него величину f (f – расстояние от места локализации изображений щели до объектива отсчетного микроскопа). Значение f указано на установке.

6. Определите расстояние l от щели до места локализации интерференционной картины. Для этого измерьте расстояние от щели до объектива отсчетного микроскопа и вычтите из него величину f .

7. По формуле (159 а) вычислите эффективную длину волны λ излучения, пропускаемого красным светофильтром.

8. Установите синий светофильтр и выполните пп. 4–7.

4. Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключается явление интерференции света? 2. Какие источники света называются когерентными? 3. Каким образом получают когерентные источники света? 4. Каковы условия наблюдения интерференционных максимумов и минимумов? 5. На чем основано устройство интерферометров и каково их назначение?

Лабораторная работа № 23
ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО
СВЕТА

Цель работы: изучить явление поляризации света; экспериментально проверить закон Малюса.

1. Теоретическое введение

Согласно электромагнитной теории, свет представляет собой поперечные электромагнитные волны. При этом вектор напряженности электрического поля \vec{E} , вектор напряженности магнитного поля \vec{H} и вектор скорости распространения света \vec{V} взаимно перпендикулярны. Физиологическое, химическое и фотоэлектрическое воздействия световой волны определяются электрическим полем, в связи с этим электрический вектор \vec{E} волны называют *световым вектором*.

Свет, в котором колебания светового вектора \vec{E} в различных направлениях быстро и беспорядочно сменяют друг друга и с равной вероятностью могут происходить по всем направлениям, называется *естественным* (рис. 54 а). Свет, в котором направление колебаний светового вектора в любой точке светового поля с течением времени остается неизменным или

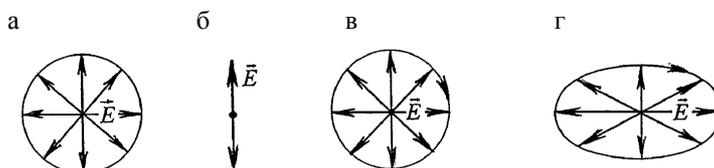


Рис. 54

изменяется по определенному закону, называется *поляризованным*. В зависимости от характера этого изменения можно выделить различные типы поляризации световых волн:

- 1) плоско (или линейно) поляризованный свет (рис. 54 б);
- 2) поляризованный по кругу свет (рис. 54 в);
- 3) эллиптически поляризованный свет (рис. 54 г).

Получение поляризованного света тесным образом связано с *явлением двойного лучепреломления*, наблюдающимся в некоторых прозрачных кристаллах. Естественный луч света,

войдя в кристалл, разделяется на два поляризованных луча. Эти лучи поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях и распространяются в кристалле с различными скоростями. Различие в значениях скоростей распространения лучей обуславливает явление двойного лучепреломления. В одном из лучей в кристалле колебания светового вектора \vec{E} перпендикулярны *главной плоскости кристалла** (этот луч называется *обыкновенным* и обозначается буквой *o*, для него выполняется закон преломления). В другом луче колебания светового вектора \vec{E} лежат в главной плоскости (такой луч называется *необыкновенным* и обозначается буквой *e*, для него закон преломления не выполняется).

Получение поляризованного света сводится к выделению одного из названных лучей. Этот принцип используется для получения линейного поляризованного света в *поляризационных призмах* (призма Николя, Аренса и др.). Призма Николя – это призма, вырезанная определенным образом из кристалла исландского шпата (продольное сечение ее показано на рис. 55).

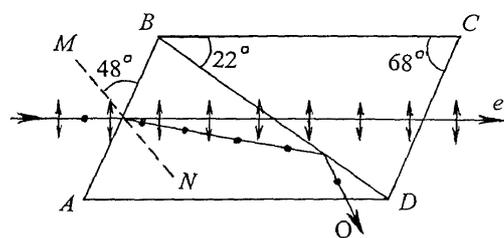


Рис. 55

Передняя и задняя грани AB и CD наклонены к ребру AD под углом 68° и образуют с оптической осью кристалла MN угол 48° . Диагональная плоскость BD

наклонена к AD и BC под углом 22° . По этой плоскости призма разрезана и склеена канадским бальзамом, показатель преломления которого ($n_6 = 1,550$) имеет значение, промежуточное между значениями n_o и n_e для обыкновенного и необыкновенного лучей, то есть $n_e < n_6 < n_o$.

Обыкновенный луч падает на плоскость BD под углом,

* Главная плоскость – это плоскость, проходящая через оптическую ось кристалла и падающий луч. Оптическая ось – это такое направление в кристалле, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи движутся в одинаковом направлении и с одинаковыми скоростями.

большим предельного угла полного внутреннего отражения, поэтому он претерпевает отражение на границе шпат – бальзам и поглощается. Необыкновенный луч, для которого $n_e < n_o$, выходит из призмы линейно поляризованным.

2. Описание установки и метода измерений

Для получения и анализа поляризованного света используются поляризаторы и анализаторы. В установке, схема которой представлена на рис. 56, поляризатор П жестко закреплен в металлической трубе, анализатор А – в насадке с лимбом. Оба они имеют одну и ту же оптическую ось. Анализатор может вращаться вокруг данной оси, при этом угол его поворота относительно поляризатора можно фиксировать с помощью лимба насадки.

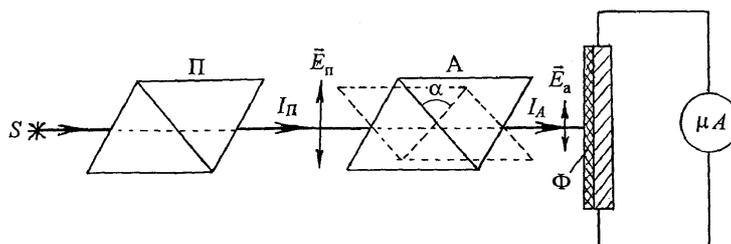


Рис. 56

Свет от электрической лампочки S попадает на поляризатор П, проходя через который он поляризуется в некоторой плоскости, и на выходе из поляризатора его интенсивность равна I_p . Далее этот свет попадает на анализатор А. Интенсивность света I_a , вышедшего из анализатора, зависит от угла α между плоскостью пропускания поляризатора и плоскостью пропускания анализатора:

$$I_a = I_p \cdot \cos^2 \alpha. \quad (160)$$

Это и есть так называемый *закон Малюса*.

На выходе луча из анализатора установлен фотоэлемент Φ , соединенный с микроамперметром μA . Очевидно, сила i фототока пропорциональна интенсивности I_a выходящего из анализатора света, поэтому замерив величину силы фототока, можно определить интенсивность света, прошедшего через анализатор.

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов заносите в таблицу.

| k | α , град | i , | i / i_0 | $\cos^2\alpha$ |
|-----|-----------------|-------|-----------|----------------|
| | | | | |

2. Включите источник света и, вращая анализатор вокруг направления луча, найдите такое положение, при котором величина фототока i будет максимальной. В этом положении угол α между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора равен нулю ($\alpha = 0$).

3. Изменяя угол α от 0 до 90° через каждые 10°, определите соответствующие этим углам значения тока i .

4. Для каждого значения угла α вычислите отношение $I_a/I_n = i/i_0$, где i_0 – максимальное значение фототока, соответствующего интенсивности I_n света, падающего на фотоэлемент при $\alpha = 0$.

5. На одном графике постройте экспериментальную $i/i_0 = f_1(\alpha)$ и теоретическую $\cos^2\alpha = f_2(\alpha)$ зависимости. Если экспериментальная и теоретическая кривые имеют одинаковый вид, то это является доказательством выполнения закона Малюса (160), который можно записать $I_a/I_n = \cos^2\alpha$.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Чем отличается естественный свет от поляризованного?
2. Укажите виды поляризации света.
3. Что такое двойное лучепреломление?
4. Каково устройство и принцип работы призмы Николя?
5. В чем заключается закон Малюса?
6. Подтверждают ли результаты измерений выполнение закона Малюса?
7. Где применяется поляризованный свет?

Лабораторная работа № 24 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОвого ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить законы теплового излучения; освоить метод измерения температур оптическим пирометром; определить постоянную Стефана – Больцмана.

1. Теоретическое введение

Тепловым излучением называют электромагнитное излучение тел, обусловленное тепловым движением атомов и молекул. В отличие от других видов излучения, называемых *люминесценцией*, тепловое излучение во всем спектральном диапазоне длин волн ($0 < \lambda < \infty$) может быть равновесным, то есть находиться в термодинамическом равновесии с излучающей системой (в адиабатической оболочке).

Основными количественными характеристиками теплового излучения являются энергетическая светимость и испускательная способность нагретого до температуры T тела. Под *энергетической светимостью* R_T тела при температуре T понимают энергию электромагнитного излучения, испускаемого единицей поверхности тела в единицу времени. Энергия излучения, испускаемого единицей поверхности тела в единицу времени и приходящаяся на единичный интервал длин волн, называется *испускательной способностью* $r_{\lambda,T}$.

Если на непрозрачное тело падает поток электромагнитного излучения, то часть этого потока отразится, а часть поглотится. *Поглощательная способность* $a_{\lambda,T}$ тела – отношение поглощенной телом лучистой энергии, приходящейся на единичный интервал длин волн, ко всей падающей на него лучистой энергии. Тело, для которого во всем спектральном диапазоне поглощательная способность равна единице, называется *абсолютно черным* (в этом случае отражательная способность $\rho_{\lambda,T} = 1 - a_{\lambda,T}$ равна нулю). Тела, для которых поглощательная способность меньше единицы и не зависит от длины волны, называются *серыми*.

Рассмотрим экспериментальные законы теплового излучения

1. *Закон Кирхгофа* : отношение испускательной способности $r_{\lambda,T}$ любого тела к его поглощательной способности $a_{\lambda,T}$ не зависит от материала тела и равно *испускательной способности* $\epsilon_{\lambda,T}$ абсолютно черного тела, которая является функцией только температуры и длины волны (частоты), то есть

$$r_{\lambda,T} / a_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T}. \quad (161)$$

Как показал М. Планк, теоретическое выражение для $\varepsilon_{\lambda,T}$, правильно описывающее экспериментальные зависимости, можно получить, предположив, что энергия излучения испускается не непрерывно, а отдельными порциями – квантами, энергия которых равна $h\nu$, где ν – частота колебаний; h – постоянная Планка. Согласно *формуле Планка*,

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}, \quad (162)$$

где c – скорость света; k – постоянная Больцмана; T – температура излучающего черного тела.

2. *Закон Стефана – Больцмана*: энергетическая светимость R_T абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его температуры T , то есть

$$R_T = \sigma T^4, \quad (163)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – *постоянная Стефана – Больцмана*.

3. *Закон смещения Вина*: длина волны, соответствующая максимальному значению испускательной способности $\varepsilon_{\lambda,T}$ черного тела, обратно пропорциональна его температуре T :

$$\lambda_{\max} = b/T, \quad (164)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – *постоянная Вина*.

2. Описание установки и метода измерений

Принципиальная схема специальной экспериментальной установки приведена на рис. 57. Она состоит из источника теплового излучения 1 (нихромовой спирали в форме цилиндра); механического модулятора светового потока, включающего обтюратор 2 и электродвигатель 3; набора оптических инфракрасных светофильтров 4; сферического зеркала 5; пироэлектрического приемника излучения 6; электронного блока обработки сигнала фотоприемника с цифровым вольтметром 7 и блока питания 8.

Смена оптических инфракрасных светофильтров осуществляется поворотом барабана со светофильтрами на фиксированный угол с помощью рукоятки, расположенной под

крышкой. Поворот барабана следует производить плавно (только по ходу часовой

стрелки) до щелчка, означающего фиксацию положения светофильтра. При этом номер установленного светофильтра

указывается в овальном кружке, нарисованном на верхней крышке установки.

Используемые в установке инфракрасные фильтры (№ 1–№ 7)

позволят выделить из падающего на них потока излучения, испускаемого накаливаемой нихромовой

спиралью, очень узкие спектральные интервалы, максимумы которых приходятся на определенные длины волн, называемые эффективными длинами волн. В таблице указаны эффективные значения длин волн λ , соответствующие определенным номерам светофильтров.

Пропущенное светофильтром излучение падает на сферическое зеркало и, отражаясь от него, направляется на чувствительную площадку фотоприемника. В фотоприемнике происходит преобразование светового сигнала в электрический. Величина напряжения электрического сигнала на выходе фотоприемника (измеряется цифровым вольтметром) пропорциональна величине падающего на фотоприемник светового потока $\Phi_{\lambda,T}$, а значит, и $r_{\lambda,T}$, так как $\Phi_{\lambda,T} = r_{\lambda,T} \cdot S$, где S – площадь облучаемой поверхности фотоприемника.

Таким образом, показания $U_{\lambda,T}$ цифрового индикатора вольтметра, выражаемые в вольтах, пропорциональны величине испускательной способности. Следовательно, кривые зависимости $r_{\lambda,T}$ и $U_{\lambda,T}$ от длины волны λ (при постоянной температуре излучателя) имеют одинаковый вид.

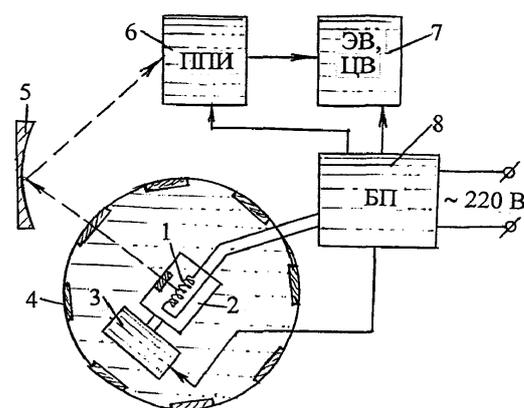


Рис. 57

3. Порядок выполнения работы

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| T, К | № светофильтра | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
|------|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|-------|-----------------------|
| | λ , мкм | 2,10 | 2,50 | 3,20 | 3,90 | 4,59 | 6,21 | 8,40 | U_T | $\langle U_T \rangle$ |
| 900 | $U_{\lambda,T}$ | | | | | | | | | |
| | $\langle U_{\lambda,T} \rangle$ | | | | | | | | | |

2. Установите в рабочее положение светофильтр № 1 (цифру 1 в овальном кружке на верхней панели установки). Поворот рукоятки барабана светофильтров производить только по ходу часовой стрелки.

3. Подключите установку к электрической сети (вилку шнура питания вставьте в розетку и нажмите кнопку «СЕТЬ»). При этом загорится красная лампочка, сигнализирующая о подключении установки к сети. Одновременно с ней загорятся еще две красные лампочки, одна из которых указывает номер включенного диапазона измерений (первый или второй), а вторая сигнализирует о подключении излучателя к определенному источнику тока (T_1 , T_2 или T_3). Если включен первый диапазон измерений и источник тока T_1 , то дальше необходимо перейти к выполнению пункта 3. Если же включен второй диапазон или один из источников тока T_2 или T_3 , то необходимо нажатием кнопки «ДИАПАЗОН» включить первый диапазон измерений, а нажатием кнопки T_1 подключить источник тока, обеспечивающий температуру нагрева спирали $T_1 = 900$ К. Не допускается одновременное нажатие любых двух кнопок из T_1 , T_2 и T_3 .

4. Включите электродвигатель модулятора, нажав кнопку «МОДУЛЯТОР» (загорится красная лампочка), и не выключайте его до окончания измерений. Дайте установке прогреться не менее пяти минут. Это требование необходимо выполнить обязательно, ибо только по прошествии такого промежутка времени излучатель нагреется до температуры $T_1 = 900$ К.

5. Определите показания $U_{\lambda,T}$ на цифровом табло вольтметра и запишите их в таблицу. Ноль целых на табло не высвечивается. Поэтому, если на табло высвечивается, например, 27, то следует читать как 0,27 В. Если же на табло высвечивается информация 1 (после запятой цифры не светятся), то следует нажатием кнопки «ДИАПАЗОН» включить второй диапазон измерений. При этом показания на табло следует увеличивать в три раза (умножать на три). При величине показаний цифрового вольтметра меньших 2 В следует нажатием кнопки «ДИАПАЗОН» перейти на первый диапазон измерений.

6. Последовательно устанавливая в рабочее положение светофильтры от № 1 до № 8 (включительно), снимите показания $U_{\lambda,T}$ и U_T с цифрового табло и запишите в таблицу. Повторите измерения еще два раза. В положении 8 блока светофильтров вместо узкополосного светофильтра устанавливается нейтральный ослабитель, что позволяет измерить величину U_T , пропорциональную энергетической светимости R_T .

7. Выполните аналогичные измерения (пункт 5) для температуры $T_2 = 740$ К, нажав кнопку T_2 (при этом красная лампочка против кнопки T_1 погаснет и загорится вторая против кнопки T_2), а затем для температуры $T_3 = 630$ К, нажав кнопку T_3 . После перехода к новой температуре надо обязательно выждать не менее 5 мин до начала проведения измерений. Результаты измерений занесите в таблицу.

8. Нажатием кнопки «МОДУЛЯТОР» отключите электродвигатель от блока питания. Выключите установку нажатием кнопки «СЕТЬ» и выдерните вилку шнура питания из розетки.

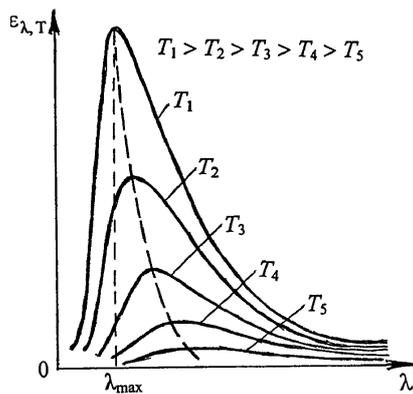


Рис. 58

9. Постройте графики зависимостей $\langle U_{\lambda,T} \rangle = f(\lambda)$ для трех температур. В интервалах длин волн 0–2,0 мкм и 8,5–12 мкм изобразите предполагаемый ход кривых в соответствии с теоретическими положениями. Сравните полученные кривые с теоретическими (рис. 58) и дайте ответ на вопрос: можно ли рассматривать излучатель лабораторной установки как серое тело?

10. По графикам определите значения λ_{\max} для трех температур (T_1, T_2, T_3).

11. По формуле $T\lambda_{\max} = b$ вычислите значения b и найдите его среднее значение $b_{\text{ср}}$. Сравните полученное значение $b_{\text{ср}}$ с теоретическим и сделайте выводы.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Какое излучение называется тепловым? Равновесным?
2. Дайте определение энергетической светимости, испускательной и поглощательной способности.
3. Какое тело называется абсолютно черным?
4. Сформулируйте и запишите основные законы теплового излучения.

Лабораторная работа № 25 ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучить явление внешнего фотоэффекта; исследовать вольтамперную и световую характеристики вакуумного фотоэлемента.

1. Теоретическое введение

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Основные закономерности внешнего фотоэффекта, установленные А.Г. Столетовым, следующие

1. *Фототок насыщения* i_n (количество электронов, испускаемых катодом в единицу времени) пропорционален интенсивности I излучения, падающего на катод ($i_n \sim I$).

2. Максимальная кинетическая энергия ($mv_{\max}^2/2$) фотоэлектронов линейно возрастает с частотой ν излучения и не зависит от его интенсивности I .

3. Для каждого вещества существует такая минимальная частота ν_0 (максимальная длина волны λ_0), называемая *красной границей*, что при $\nu < \nu_0$ ($\lambda > \lambda_0$) фотоэффект не наблюдается.

Эти закономерности полностью объясняются только квантовой теорией света, согласно которой электромагнитное излучение представляет собой поток материальных частиц, называемых *фотонами*. Фотон обладает энергией $\epsilon = h\nu$, массой $m = h\nu/c^2$ и импульсом $p = h\nu/c$, где h – постоянная Планка; ν – частота монохроматического излучения; c – скорость света.

Согласно квантовой теории, элементарный акт внешнего фотоэффекта сводится к тому, что фотоны передают всю свою энергию электрону, который, обладая избыточной энергией, движется к поверхности тела. Используя закон сохранения энергии, можно записать *уравнение Эйнштейна*:

$$h\nu = A + mv_{\max}^2/2, \quad (165)$$

где A – работа выхода электрона из вещества; $mv_{\max}^2/2$ – максимальная кинетическая энергия вылетевшего электрона.

Исходя из этого уравнения, можно объяснить отмеченные выше основные закономерности внешнего фотоэффекта. Действительно, если каждый электрон испускается в результате

поглощения одного фотона, то общее число фотоэлектронов за единицу времени пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на поверхность вещества. Но число n фотонов пропорционально потоку Φ излучения ($n = \Phi/h\nu$), следовательно, фототок насыщения пропорционален интенсивности падающего излучения. Из (165) следует, что внешний фотоэффект возможен только при условии, если $h\nu \geq A$. Поэтому частота $\nu_0 = A/h$ соответствует красной границе фотоэффекта и зависит только от величины работы выхода, то есть от химической природы вещества и состояния его поверхности. Поскольку для каждого вещества (фотокатода) работа A имеет определенное значение, то максимальная энергия испускаемых фотоэлектронов определяется только частотой излучения и не зависит от интенсивности.

Приборы, преобразующие энергию света в электрическую, называются *фотоэлементами*. В данной лабораторной работе используется вакуумный фотоэлемент, представляющий собой стеклянный откачанный баллон, на внутреннюю поверхность которого нанесен слой фоточувствительного вещества (фотокатод). Анодом служит металлическое кольцо, расположенное в центре баллона. Свойства фотоэлемента и область его применения определяются в основном его вольтамперной и световой характеристиками.

Вольтамперная характеристика – это зависимость фототока i от напряжения U на фотоэлементе при постоянном световом потоке Φ . На рис. 59 показаны две вольтамперные

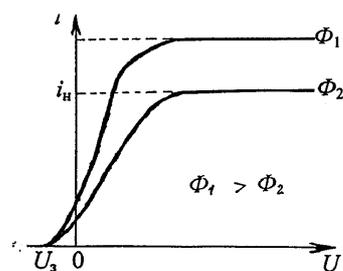


Рис. 59

характеристики, полученные для различных значений светового потока Φ . Как видно из рисунка, фототок насыщения i_n , который возникает при условии, когда все фотоэлектроны под действием электрического напряжения достигают анода, зависит от величины светового потока Φ .

Световая характеристика – это зависимость фототока i от величины светового потока Φ при постоянном напряжении U на фотоэлементе. Световая характеристика снимается при напряжении U , соответствующем току насыщения. Согласно

закону Столетова, эта зависимость должна быть линейной, однако для реальных фотоэлементов она может быть искажена рядом побочных явлений.

2. Описание установки и метода измерений

Для исследования вольтамперной и световой характеристик фотоэлемента в работе используется электрическая схема, представленная на рис. 60. Напряжение U на фотоэлементе $\Phi Э$ регулируется реостатом R , изменение величины светового потока Φ осуществляется путем изменения расстояния l между фотоэлементом и источником света (электролампой). Световой поток, падающий на фотоэлемент, определяется по формуле

$$\Phi = I_{\text{л}} \cdot S / l^2, \quad (166)$$

где $I_{\text{л}}$ – сила света электрической лампочки; S – площадь фотокатода (значения $I_{\text{л}}$ и S указаны на установке).

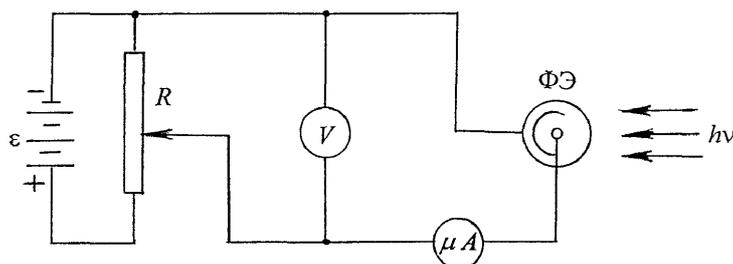


Рис. 60

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $U,$ | $l_1,$ | $\Phi_1,$ | $i_1,$ | $l_2,$ | $\Phi_2,$ | $i_2,$ |
|-----|------|--------|-----------|--------|--------|-----------|--------|
| | | | | | | | |

2. Установите лампу накаливания на некотором расстоянии l_1 от фотоэлемента и рассчитайте Φ_1 по формуле (166).

3. Установите все тумблеры в положение «Упр. 1, 2».

4. Включите установку в сеть и, изменяя напряжение U на фотоэлементе от 0 до 75 В, измеряйте через каждые 5 В соответствующие значения фототока i . Выполните такие же измерения при другом значении l_2 .

5. По полученным результатам постройте графики $i = f(U)$.

Задание 2. Снятие световой характеристики.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу.

| i | $U,$ | $l,$ | $\Phi,$ | $i,$ | $\gamma,$ |
|-----|------|------|---------|------|-----------|
| | | | | | |

2. Выполните п. 3 задания 1 и подайте на фотоэлемент напряжение, соответствующее фототоку насыщения (определяется по данным задания 1).

3. Снимите зависимость фототока i от светового потока Φ , падающего на фотокатод (изменение Φ производится путем изменения расстояния l между источником света и фотоэлементом; величина Φ рассчитывается по формуле (166)).

4. Постройте график зависимости $i = f(\Phi)$. По графику определите *интегральную чувствительность* γ фотоэлемента ($\gamma = \Delta i / \Delta \Phi$) – тангенс угла наклона).

4. Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение внешнего фотоэффекта. 2. Сформулируйте основные законы фотоэффекта и объясните их на основе уравнения Эйнштейна. 3. Как устроен вакуумный фотоэлемент и каковы его характеристики? 4. Приведите примеры использования фотоэффекта.

Лабораторная работа № 26 ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ВОДОРОДА

Цель работы: изучить ядерную модель строения атома, спектры излучения и поглощения атома водорода; произвести градуировку монохроматора; измерить длины волн спектральных линий водорода в видимой области; определить постоянную Ридберга.

1. Теоретическое введение

Спектр атома водорода состоит из отдельных линий (линейчатый спектр), которые объединены в группы, называемые сериями (рис. 61). Частота любой спектральной линии в

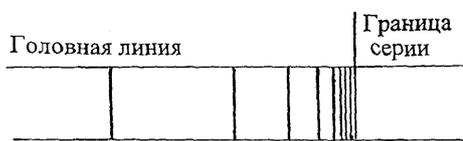


Рис. 61

каждой серии спектра водорода определяется *формулой Бальмера*, полученной экспериментально:

$$\nu = R(1/n_1^2 - 1/n_2^2), \quad n_2 > n_1, \quad (167)$$

где R – постоянная Ридберга; n_1 и n_2 – целые числа.

Линии, частота которых определяется одним и тем же значением n_1 , но разными n_2 , принадлежат к одной серии (для серии Лаймана $n_1 = 1$, Бальмера – 2, Пашена – 3, Брэкета – 4, Пфунда – 5, Хемфри – 6). Для каждой серии $n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, n_1 + 3$ и т. д. Линия, соответствующая $n_2 = n_1 + 1$, называется *головной линией серии*, а линия, соответствующая $n_2 = \infty$, называется *границей серии*. Все линии серии Лаймана и часть линий серии Бальмера расположены в ультрафиолетовой области ($\lambda < 400$ нм), некоторые линии серии Бальмера – видимой ($\lambda = 400\text{--}760$ нм), а линии остальных серий – в инфракрасной ($\lambda > 760$ нм) областях спектра.

Благодаря опытам Э. Резерфорда (1912 г.) была построена *ядерная* модель атома. Однако эта модель в сочетании с классической механикой и электродинамикой оказалась неспособной объяснить устойчивость атома и его спектр. Поэтому Н. Бор ввел ограничения на возможные состояния электронов в атоме, которые представляют собой постулаты теории. Согласно

первому постулату Бора, атомы могут находиться только в определенных *стационарных состояниях*, которым соответствует дискретный (прерывный) ряд значений энергии атома. Находясь в стационарном состоянии, атом не излучает и не поглощает энергию. Стационарным состояниям соответствуют электронные орбиты, для которых момент импульса L электрона (орбитальный момент) кратен величине $h/2\pi$, то есть

$$L = mvr = n \cdot (h/2\pi) , \quad (168)$$

где m – масса электрона; v – скорость электрона; r – радиус орбиты; h – постоянная Планка; n – целое число, называемое *главным квантовым числом*. Первый постулат Бора противоречит законам классической электродинамики, согласно которым электрон, движущийся по круговой орбите и, следовательно, обладающий ускорением, должен излучать электромагнитные волны.

Второй постулат Бора устанавливает, что при переходе атома из одного стационарного состояния в другое испускается или поглощается квант излучения частотой ν , равной

$$\nu = |E_2 - E_1|/h , \quad (169)$$

где E_1 и E_2 – энергии двух стационарных состояний атома.

При $E_2 > E_1$ происходит излучение кванта, при $E_2 < E_1$ – его поглощение.

Теория Бора, прекрасно объяснив частоты линий в спектре водорода, не смогла объяснить их интенсивностей. Поэтому она явилась переходным этапом на пути к созданию последовательной квантово-механической теории атомных явлений.

Весьма полезной в развитии этой теории оказалась гипотеза Луи де Бройля, согласно которой частицам вещества присущи волновые свойства, при этом длина волны λ , соответствующая частице массой m , движущейся со скоростью v , определяется по формуле $\lambda = h/(mv)$.

На рис. 62 приведена схема уровней атома водорода и тех переходов, в результате которых в спектре атомарного водорода появляются линии, принадлежащие к сериям Лаймана, Бальмера и Пашена. Слева указаны соответствующие значения главного квантового числа n . Энергетическое состояние, которому соответствует $n = 1$ и, следовательно, наименьшее значение

Работа выполняется на промышленном универсальном

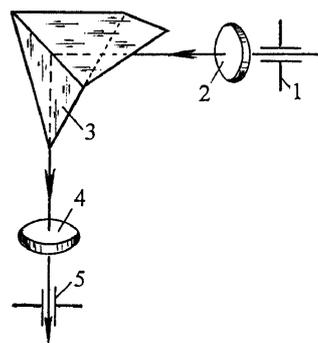


Рис. 63

монохроматоре со стеклянной оптикой УМ-2, используемом в видимой области спектра. Его оптическая схема, изображенная на рис. 63, включает в себя *коллиматор*, состоящий из щели 1 и объектива 2, и *зрительную трубу*, состоящую из объектива 4 и окуляра 5. Коллиматор и зрительная труба расположены под углом 90°. Объективы 1, 5 можно перемещать вдоль оптических

осей для фокусировки коллиматора и зрительной трубы. В качестве диспергирующей системы используется призма постоянного отклонения 3. Переход от одной области спектра к другой осуществляется с помощью барабана, вращение которого приводит к повороту призмного столика. По шкале барабана отмечается угол его поворота, который можно проградуировать по известному спектру. Ширину входной щели регулируют вручную.

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Градуировка монохроматора.

1. Результаты измерений заносите в таблицу.

| i | Цвет линии | $\lambda,$ | Отсчет по барабану монохроматора, m |
|-----|------------|------------|---------------------------------------|
| | | | |

2. Подайте напряжение на электроды газоразрядной лампы, наполненной *парами ртути*.

3. Установите лампу у щели монохроматора так, чтобы в его окуляре были видны линии спектра. Перемещением окуляра добейтесь резкого изображения этих линий.

4. Наведите визирную нить зрительной трубы на линии спектра, длины волн которых приведены на рис. 64, и произведите отсчет m по барабану.

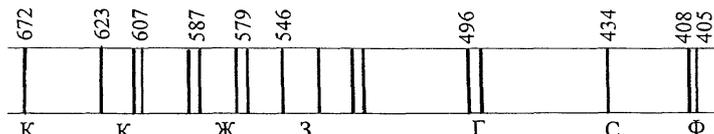


Рис. 64

5. По полученным данным постройте градуировочную кривую $\lambda = f(m)$.

Задание 2. Изучение спектра водорода и определение постоянной Ридберга.

1. Результаты измерений и расчетов, а также единицы измерения величин заносите в таблицу

| Цвет линии | Отсчет m по барабану | λ , | n_1 | n_2 | R , | R_{cp} , | ϕ , |
|------------|------------------------|-------------|-------|-------|-------|------------|----------|
| Красный | | | 2 | 3 | | | |
| Зеленый | | | 2 | 4 | | | |
| Фиолетовый | | | 2 | 5 | | | |

2. Включите газоразрядную лампу, наполненную *водородом*.

3. Выполните пп. 2 и 3 задания 1.

4. Пользуясь градуировочным графиком задания 1, определите длины волн λ спектральных линий водорода. По формуле $\nu = c/\lambda$ определите частоты этих спектральных линий ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света).

5. По формуле $\nu = R \cdot (1/n_1^2 - 1/n_2^2)$, $n_2 > n_1$ вычислите постоянную Ридберга R , используя значения ν , а также n_1 и n_2 для каждой линии. Найдите среднее значение R_{cp} .

6. Вычислите потенциал ионизации ϕ атома водорода по формуле $\phi = R_{cp} \cdot h$, где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

4. Вопросы для самоконтроля

1. Что представляют собой атомные спектры, серия спектральных линий? 2. Какие серии спектральных линий наблюдаются в спектре водорода? 3. Сформулируйте постулаты Бора. 4. На чем основана теория атома водорода по Бору? Ее

недостатки. 5. В чем заключается квантовая теория строения атома водорода (по Бору)? 6. Каков физический смысл R и φ ?

ЛИТЕРАТУРА

1. Белый И.М. и др. Обработка результатов наблюдений: Методические указания к лабораторным работам по курсу «Физика». – Минск: БГТУ, 1990.
2. Белы І.М. і інш. Лабараторныя работы па курсу «Фізіка» для студ. спец. 31.12 вочнага і завочнага навучання. – Мінск: БДТУ, 1993.
3. Вислович А.Н. и др. Лабораторные работы по курсу «Физика». В 6-ти частях. Ч. I. – Минск: БГТУ, 1988.
4. Ильющонок И.П. и др. Лабораторные работы по курсу «Физика». В 6-ти частях. Ч. II. – Минск: БГТУ, 1990.
5. Олехнович А.М., Поплавский В.В. Лабораторные работы по курсу «Физика». В 6-ти частях. Ч. III. – Минск: БГТУ, 1992.
6. Олехнович А.М. и др. Лабораторные работы по курсу «Физика». В 6-ти частях. Ч. IV. – Минск: БГТУ, 1989.
7. Гольман Л.П., Рудзік К.І. Лабараторныя работы па курсу «Фізіка». У 6-ці частках. Ч. V. – Мінск: БДТУ, 1994.
8. Гольман и др. Лабораторные работы по курсу «Физика». В 6-ти частях. Ч. VI. – Минск: БГТУ, 1988.
9. Гольман Л.П. Дополнение к лабораторным работам по курсу «Физика». Ч. VI. – Минск: БГТУ, 2002.

Список рекомендуемой литературы

I. Для студентов з/ф спец. ЛХ, СПС, ЭКП, БУ, МД, МК, ИД

1. Белый И.М. Краткий курс лекций по физике. – Минск: БГТУ, 2002.
2. Грабовский Р.И. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1970, 1974, 1980.

II. Для студентов з/ф спец. ЛИД, ТДО, ПО, МОЛК, ЭТ, МА, КМ, АТП, ПОиСОИ

1. Детлаф А.А., Яворский Б.М. и др. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1989, 2000.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. и др. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1973.
3. Наркевич И.И. и др. Физика для ВТУЗов. : Учебник: В 2-х частях. – Минск: Вышэйш. школа, 2002.

**III. Для студентов з/ф спец. ХТНМ, ТЭХП, ООС, ТПП,
ХТОМ, БТ, БЭ, ХТПД, ФХМП**

1. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1985, 1990, 1998, 1999, 2000.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1977, 1982, 1986, 1987, 1989.
3. Наркевич И.И. и др. Физика для ВТУЗов: Учебник: В 2-х частях. Минск: Вышэйш. школа, 2002.